PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 26. 21. Dezember 1911. 12. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 1 am 22. Dezember 1911.

INHALT:

An unsere Leser! S. 1193.

Originalmitteilungen:

P. P. Koch u. W. Friedrich, Über den Nachweis anomaler Dispersion in leuchtendem Quecksilberdampf. S. 1193.

Ch. L. Lindemann, Über die Temperaturabhängigkeit des thermischen Ausdehnungskoeffizienten. S. 1197.

J. Zenneck, Über einen lichtstarken Spektrographen. S. 1199.

J. Zenneck u. B. Strasser, Über die Zersetzung von NO_2 im Glimmstrom. S. 1201.

R. W. Wood, Die Resonanzspektren des Joddampfes und ihre Vernichtung durch Gase der Heliumgruppe. S. 1204.

H. Schulz, Über Interferenzpunkte an einem System rechtwinkliger Prismen. S. 1211.

G. v. Hevesy, Über den Nachweis der Aktiniumemanation in aktiniumhaltigen Mineralien. S. 1213.

G. v. Hevesy, Über die Löslichkeit von Aktiniumemanation in Flüssigkeiten und Kohle. S. 1214.

L. Isakow, Thermischer Indikator zur Resonanzabstimmung nach der Nullmethode. S. 1224.

L. W. Austin, Thermoelemente für Versuche mit Hochfrequenzströmen. S. 1226.

H. Rohmann, Ein Modell zum Relativitätsprinzip. S. 1227.

H. v. Wartenberg, Bemerkung zu meiner Arbeit über kristalline Flüssigkeiten. S. 1230.

M. Bose, Das physikalische Institut der Universität La Plata. S. 1230.

Emil Boses Wirken. S. 1244.

Vorträge und Reden:

v. Sanden, Neuere Fortschritte in der Photogrammetrie. S. 1248.

Physikalische Technik:

P. Wüstney, Ein neues Zeigerquadrantenelektrometer für niedere Spannungen. S. 1251.

C. Leiß, Ultrarot-Spektrometer. S. 1252.

W. G. Cady, Isolierte Doppelklemmen. S. 1254.

Besprechungen:

G. Kümmell, Physikalisch-chemische Praktikumsaufgaben. S. 1255.

L. Grebe, Spektroskopie. S. 1255.

E. Grimsehl, Didaktik und Methodik der Physik. S. 1255.

R. Geigel, Licht und Farbe. S. 1256.

Ch. R. Mann u. G. R. Twiss, Physik. S. 1256.

Personalien. S. 1256.

Gesuche. S. 1256.

An unsere Leser!

Mit dem Beginn des neuen Jahrgangs sehen wir uns leider genötigt, den Jahrespreis der Physikalischen Zeitschrift auf M. 30.— zu erhöhen.

Der Berechnung des bisherigen Preises lag ein durchschnittlicher Umfang von 4 Bogen pro Nummer = 100 Bogen des ganzen Jahrganges zugrunde. Die wissenschaftliche Produktion ist aber inzwischen wieder dermaßen gestiegen, daß wir trotz strengster Auslese längst über jenen Umfang hinausgehen mußten. Die beiden letzten Jahrgänge enthalten durchschnittlich $6^1/_2$ Bogen in jeder Nummer, so daß jeder dieser beiden Jahrgänge statt 100 Bogen deren über 160 gebracht hat. Auf eine Verminderung der wissenschaftlichen Produktion ist nun nicht zu rechnen. Dazu kommt aber, daß am 1. Januar 1912 zum dritten Male während des Bestehens der Zeitschrift eine außergewöhnliche Steigerung des Druckertarifs in Kraft tritt. Bisher hat die Verlagsbuchhandlung solche Steigerungen stets ohne Erhöhung des Preises der Zeitschrift auf sich genommen. Diesmal ist ihr dies in Verbindung mit der großen Umfangsvergrößerung leider nicht möglich.

Wir hoffen, daß sich unsere Leser diesen Gründen nicht verschließen werden.

Herausgeber, Redaktion und Verlag der Physikalischen Zeitschrift.

E. Riecke. H. Th. Simon. F. Krüger. S. Hirzel.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Nachweis anomaler Dispersion in leuchtendem Quecksilberdampf.

Von Peter Paul Koch u. Walter Friedrich.

(Mit Tafel XV.)

Vorbemerkungen.

Die bisherigen experimentellen Untersuchungen haben an einer großen Anzahl von Spektrallinien leuchtender und nichtleuchtender Dämpfe die Erscheinung der anomalen Dispersion nachgewiesen. Zu den Emissionslinien, an denen nach Kenntnis der Verfasser ein direkter Nachweis anomaler Dispersion bis

jetzt noch nicht aufgefunden worden ist, gehören unter anderen die des Quecksilbers[1]). Dagegen liefern die Versuche, die Dufour[2]) vor kurzem an einem im magnetischen Feld rotierenden Quecksilberlichtbogen angestellt hat, einen indirekten Nachweis für die Existenz der Anomalie an einer violetten Quecksilberlinie (Angabe der Wellenlänge fehlt). Es ergab sich nämlich die wohl kaum anders erklärbare Tatsache, daß die durch den Dopplereffekt gemessene Geschwindigkeit der infolge der Rotation des Lichtbogens auf den Beobachter zukommenden leuchtenden Teilchen wesentlich kleiner war als die der vom Beobachter weggehenden, obwohl beide Arten von Teilchen sich zweifellos mit der gleichen objektiven Geschwindigkeit bewegten. In einer von Cotton verfaßten Schlußbemerkung zur Arbeit Dufours wird die Möglichkeit des direkten Nachweises der derart indirekt dargetanen Dispersionsanomalie bezweifelt, da die letztere sich den Meßergebnissen zufolge innerhalb eines sehr schmalen Wellenlängenbezirks abspielt. Es wird deshalb der Vorschlag gemacht, eine schon früher von R. W. Wood[3]) zur Messung der anomalen Dispersion in nichtleuchtendem Natriumdampf in der Nachbarschaft der D-Linien angewandte, mehr indirekte Methode auch für die Quecksilberlinien zu benutzen. Da dem vorgeschlagenen Verfahren jedoch gewisse Umständlichkeiten anhaften, die bei den üblichen direkteren Methoden zur Aufsuchung anomaler Dispersion in der Nähe von Spektrallinien fehlen, schien es von Vorteil, zunächst einmal einen Versuch mit diesen letzteren Methoden anzustellen und dabei vor allem einen Spektralapparat mit möglichst hohem Auflösungsvermögen zu verwenden. Im vorliegenden Fall kam entweder ein Stufengitter nach Michelson oder ein Interferenzspektroskop mit planparalleler Platte nach Lummer und Gehrcke mit gutem Erfolg zur Verwendung.

Versuchsanordnung.

Es wurde die Versuchsanordnung benutzt, wie sie zuerst von Puccianti[4]) beschrieben worden ist. Das Schema der Aufstellung ist in Fig. 1 dargestellt. Licht von der Emissionslampe E wird durch die Linse L_1 parallel gemacht und an der Platte P_1 des Jaminschen Interferentialrefraktors Zehnderscher Konstruktion[1]) in 2 Bündel geteilt. Von diesen wird das eine an dem Spiegel S_1 reflektiert und tritt durch die planparallele Platte P_2 hindurch nach dem Kollimator C des Spektralapparates zu aus, während das andere, am Spiegel S_2 reflektiert, die Absorptionslampe A durchsetzt und schließlich von P_2 gleichfalls nach dem Kollimator C hingelenkt wird. Die Linse L_2 entwirft von den im Interferentialrefraktor entstandenen Streifen ein scharfes Bild auf die Spaltebene des Kollimators.

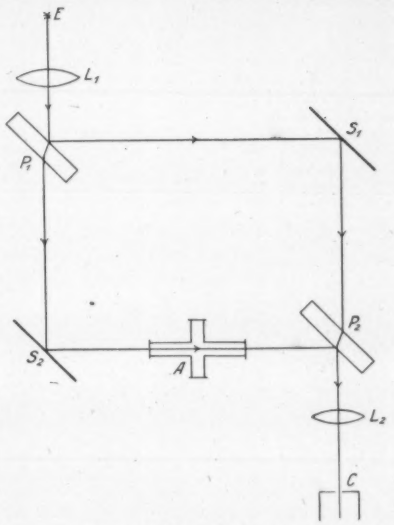


Fig. 1. Schema der Versuchsanordnung.

Einzelheiten der Anordnung.

Die Emissionslampe E war eine aus der 110-Volt-Leitung gespeiste Hochdruck-Quarzglas-Quecksilberbogenlampe, geliefert von der Quarzlampen-Gesellschaft m. b. H. zu Hanau a. M. Durch geeignete Belastung, die sich zwischen ca. 30 Volt Klemmenspannung an den Polen der Lampe bei 4,5 Amp. Lampenstrom und ca. 70 Volt bei 5,0 Amp. bewegte, konnte den emittierten Linien eine passende Breite gegeben werden, derart, daß sie für die benutzten hochauflösenden Spektralapparate als ein Stück kontinuierliches Spektrum erschie-

1) An der im ultravioletten Teil des Spektrums gelegenen durch nichtleuchtenden Quecksilberdampf erzeugten Absorptionslinie $\lambda = 2536$ Å.-E. hat R. W. Wood, diese Zeitschr. **10**, 466, 1909; Phil. Mag. (VI) **18**, 249, 1909 anomale Dispersion festgestellt.

2) Dufour, C. R. **151**, 60, 1910; Journ. de Phys. (V) **1**, 109, 1911.

3) R. W. Wood, Phil. Mag. (VI) **8**, 293, 1904.

4) Puccianti, Mem. Spettr. Ital. **33**, 133, 1904.

1) Zehnder, Zeitschr. f. Instr.-K. **11**, 275, 1891.

nen. Die Absorptionslampe *A* bestand gleichfalls aus Quarzglas. Sie hatte Kreuzform, so daß sie in Quer- und Längsdurchsicht benutzt werden konnte, und war an den vier Enden durch aufgekittete planparallele Platten aus Quarzglas verschlossen. In Fig. 2 sind die Hauptausmaße der Lampe eingetragen. Be-

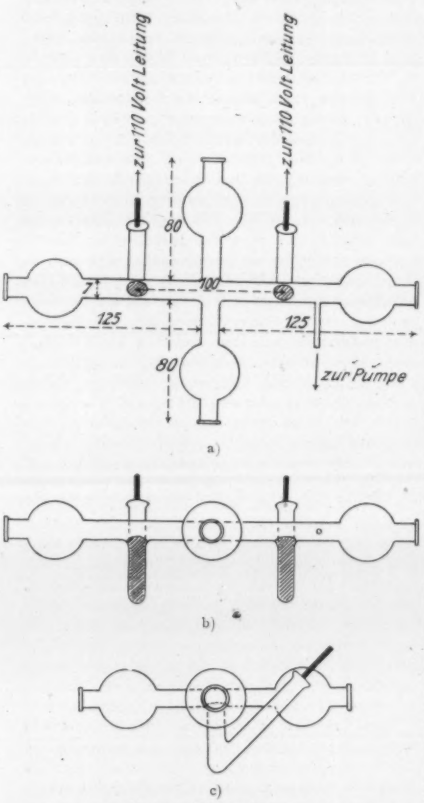


Fig. 2. Absorptionslampe.
a) von oben, b) bei Querdurchsicht. c) bei Längsdurchsicht. Längenangaben in Millimeter.

lastet wurde mit 3—5 Amp. bei ca. 25 Volt Klemmenspannung, so daß die von der Absorptionslampe emittierten Linien wesentlich schmäler waren als die den kontinuierlichen Hintergrund bildenden Linien der Emissionslampe. Um Dauerbetrieb der Absorptionslampe zu ermöglichen, waren die Kittstellen der planparallelen Endplatten durch aufgeschobene ringförmige, mit Wasser gefüllte Kühlgefäße geschützt, die in Fig. 2 nicht mit aufgezeichnet sind. Die Lampe wurde evakuiert mit einer Quecksilberfallpumpe Zehnderscher Konstruktion[1]). Ein Luftrest von einigen Tausendstel Millimeter Quecksilberdruck erleichterte die Zündung, welche meist mittels einer Außenhilfselektrode durch ein kleines Induktorium bewerkstelligt wurde. Sehr bald nach dem Zünden der Lampe bildeten sich schwach rötlich leuchtende Dampfstrahlen[2]), die vom Bogen aus in die Seitenansätze der Lampe hineinverliefen, die planparallelen Quarzfenster mit Quecksilbertröpfchen beschlugen und so die Interferenzstreifen undeutlich machten. Durch mit Wasser befeuchtete Wattebäusche, die zwischen Bogen und Verschlußplatten um die Lampenröhre gewickelt wurden, ließ sich die Entstehung der Dampfstrahlen wenigstens so lange hintanhalten, bis die Interferenzstreifen durch die Vorgänge im leuchtenden Bogen selbst in Unruhe gerieten, wohl im Zusammenhang mit Schwankungen des Dampfdrucks. Damit war ohnedies jede Beobachtungsmöglichkeit zu Ende, bis die Lampe sich wieder abgekühlt hatte. Das benutzte Stufengitter ist Ann. **34**, 384, 1911 beschrieben. Es hat 33 Platten von 0,997 cm Dicke, und sein Dispersionsgebiet beträgt für die grüne Quecksilberlinie (5461 Å.-E.) rund 0,48 Å.-E., für die beiden gelben Quecksilberlinien (5769 und 5790 Å.-E.) rund 0,54 Å.-E. Der planparallele Streifen nach Lummer-Gehrcke ist gleichfalls Ann. **34**, 427, 1911 beschrieben. Er ist 0,423 cm dick, 13,0 cm lang, und sein Dispersionsgebiet beträgt für die grüne Quecksilberlinie 0,30 Å.-E.

Versuchsergebnisse.

An der von der Absorptionslampe erzeugten grünen Quecksilberlinie 5461 Å.-E. und zwar an der Hauptlinie dieser komplizierten Linienstruktur (im folgenden kurz als Absorptionslinie bezeichnet) ist schon bei Querdurchsicht durch die Absorptionslampe die Erscheinung der anomalen Dispersion mit der geschilderten Versuchsanordnung deutlich wahrzunehmen. Sie erstreckt sich dann allerdings nur auf einen Bruchteil des Dispersionsgebiets, schätzungsweise auf 0,05 Å.-E. zu beiden Seiten der Absorptionslinie. Da die von der Emissionslampe gelieferte, den Hintergrund für das geschilderte Phänomen ab-

1) Zehnder, Ann. d. Phys. **10**, 623, 1903.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **4**, 440, 1903; Matthies, Verh. d. d. Phys. Ges. **12**, 754, 1910.

gebende verbreiterte Linie gerade am Ort der von der Absorptionslampe erzeugten Absorptionslinie Linienumkehr zeigt, die mit wachsendem Dampfdruck in der Emissionslampe breiter wird, muß man, um die Erscheinung gut sehen zu können, die Belastung der Emissionslampe ziemlich niedrig halten. Andernfalls fehlen in der Emission dieser Lampe gerade die Wellenlängen zu beiden Seiten der Absorptionslinie, für die das Umbiegen der Interferenzstreifen am deutlichsten stattfindet. Die in Fig. 3[1]) als Positive reproduzierten Photogramme geben einen ungefähren Eindruck vom Aussehen der Erscheinung im Stufengitter bei Querdurchsicht durch die Absorptionslampe. Die Expositionsdauer war 10″ auf Hauff-Flavin-Platte. Fig. 3a zeigt den Fall, daß der Quecksilberdampf in der Absorptionslampe nicht leuchtet, Fig. 3b den, daß er leuchtet. Die vom Interferentialrefraktor erzeugten Interferenzstreifen liegen horizontal, die vom Stufengitter gelieferten Spektrallinien vertikal. Die vertikale dunkle Linie, zu deren rechter Seite die schmalere, zu deren linker die breitere helle vertikale, von den Interferenzstreifen durchzogene Linie verläuft, ist die Linienumkehr der Emissionslinie. Das Stufengitter steht für diese letztere ungefähr in der Einfachordnungsstellung[2]). Aus der Tatsache, daß beim Einlassen von Luft in die Absorptionslampe die horizontalen Interferenzstreifen nach unten wanderten, und daß links von der Linienumkehr die größeren Wellenlängen liegen, ergibt sich, daß der Verlauf der anomalen Dispersion bei der Absorptionslinie der normale ist, d. h. daß der Brechungsexponent des leuchtenden Quecksilberdampfes auf der roten Seite der Linie größer ist als auf der violetten. Man erkennt außerdem, daß das Abbiegen der Interferenzstreifen auf der violetten Seite der Linie deutlich stärker stattfindet als auf der roten. Die Gesamtverschiebung der Streifen war, soweit man bis unmittelbar neben die Absorptionslinie beobachten konnte, von der Größenordnung einer Wellenlänge. Aus dem reproduzierten Photogramm ist dies nicht sehr deutlich zu ersehen, wurde jedoch durch okulare Beobachtung festgestellt. An den Satelliten der grünen Quecksilberlinie war bei Querdurchsicht niemals eine Dispersionsanomalie mit Sicherheit zu beobachten.

Bei Längsdurchsicht durch die Absorptionslampe war das Umbiegen der Interferenzstreifen aus der horizontalen Lage schon in sehr viel größerem Abstand von der Absorptionslinie erkennbar. Es stellten sich nämlich die Streifen beim Entzünden der Absorptionslampe bis zum Rande des Dispersionsgebietes, also auf +0,24 Å.-E., zu beiden Seiten der Hauptlinie schief, so daß mit dem Stufengitter nicht festzustellen war, in welcher Entfernung von der Hauptlinie die Interferenzstreifen wieder horizontal verliefen. Auch an den beiden Satelliten größerer Wellenlänge (+0,09 bzw. +0,14 Å.-E.) wurden hier und da Anzeichen für das Vorhandensein der Anomalie beobachtet. Versuche, die Erscheinungen bei Längsdurchsicht photographisch festzuhalten, schlugen fehl, weil die Streifen noch wesentlich unruhiger waren als bei Querdurchsicht.

An den beiden gelben Quecksilberlinien (5769 und 5790 Å.-E.), die von der Emissionslampe als breite Spektralbänder ohne Linienumkehr emittiert wurden, war bei Querdurchsicht weder an den Hauptlinien noch an den Satelliten ein Abbiegen der Interferenzstreifen zu beobachten. Dagegen war die Erscheinung mit Sicherheit zu sehen an den Hauptlinien, nicht aber an den Satelliten bei Längsdurchsicht.

Die blaue Quecksilberlinie (4359 Å.-E.) erschien im Stufengitter recht lichtschwach, so daß die horizontalen Interferenzstreifen überhaupt nicht mehr wahrgenommen werden konnten. Im Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke war dies zwar der Fall, allein die Streifen wurden beim Entzünden der Absorptionslampe so unruhig, daß sichere Beobachtungen nicht möglich waren. Angesichts der Schwierigkeiten, die sich beim Photographieren der Erscheinung an der grünen Quecksilberlinie ergeben hatten, bei der immerhin noch sämtliche Einstellungen visuell hatten vorgenommen werden können, wurde von photographischen Versuchen an der blauen und erst recht an den violetten Linien abgesehen.

Ganz ähnlich wie durch Verwendung von Stufengitter und Interferenzspektroskop die Erscheinung der anomalen Dispersion an den Hauptlinien einiger Quecksilberlinienstrukturen zum Vorschein gekommen ist, steht zu erwarten, daß auch an den Satelliten das Phänomen mit Sicherheit aufgefunden werden wird, wenn man nur das Auflösungsvermögen des benutzten Spektralapparates hoch genug treibt. Denn die Satelliten scheinen im allgemeinen noch schmäler zu sein als die Hauptlinien. Leider sind gerade die interferenzspektroskopischen Methoden, die zurzeit allein die geforderten hohen Auflösungsvermögen zu realisieren gestatten, zur Durchführung dieser Untersuchung

1) Auf Tafel XV.

2) A. A. Michelson, Journ. de Phys. (III) **8**, 310, 1899.

wenig geeignet, da wegen der Enge des Dispersionsgebiets und der Nachbarschaft der Satelliten und Hauptlinien meist eine gegenseitige Überlagerung gerade dann eintritt, wenn genügende Auflösung erreicht ist. Dagegen erscheint es aussichtsreich, das hier benutzte Verfahren auf eine Reihe von isoliert stehenden Emissionslinien anzuwenden, an denen mit geringerem Auflösungsvermögen vergeblich nach anomaler Dispersion gesucht worden ist.

Jedenfalls wird man erst dann zugeben können, daß mit Sicherheit dargetan ist, daß an einer bestimmten Emissions- oder Absorptionslinie anomale Dispersion fehlt, wenn gezeigt worden ist, daß der zur Auflösung benutzte Spektralapparat die fragliche Linie in ein Band auseinander legt, dessen Intensitätsverteilung im wesentlichen durch die Lichtquelle und nicht durch den zerlegenden Apparat bedingt ist.

Sehr viel tiefer gehende Aufschlüsse über den Mechanismus der Lichtemission, als durch den bloßen Nachweis des Vorhandenseins anomaler Dispersion an den schärfsten realisierbaren Spektrallinien zutage treten können, würde man erhalten bei der Durchmessung des Verlaufs der Anomalie innerhalb des spektralen Bereichs derartiger Linien. Über diesbezügliche Versuche hofft man später berichten zu können.

München, Physik. Institut der Universität, 10. November 1911.

(Eingegangen 14. November 1911.)

Über die Temperaturabhängigkeit des thermischen Ausdehnungskoeffizienten.

(Aus dem physikalisch-chemischen Institut der Universität Berlin.)

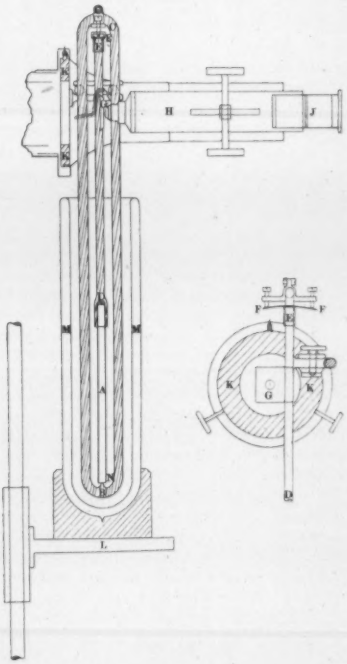
Von Charles L. Lindemann.

Grüneisen[1]) hat neuerdings auf thermodynamischem Wege gezeigt, daß sich aus dem Nernstschen Wärmetheorem folgern läßt, daß bei einatomigen Substanzen der Quotient vom thermischen Ausdehnungskoeffizienten durch spezifische Wärme unabhängig von der Temperatur sein muß, sofern sich die spezifische Wärme durch eine Gleichung der Form $C_p = F\left(\frac{T}{v}\right)$ darstellen läßt und sofern $\frac{dv}{dp}$ von der Temperatur unabhängig ist. Nernst und Lindemann[2]) haben kürzlich eine Formel aufgestellt, die aus der Summe zweier Einsteinschen Formeln besteht, deren Frequenzen um eine Oktave gegeneinander verschoben sind, und welche den Verlauf der spezifischen Wärme ausgezeichnet wiedergibt. Diese Funktion genügt der obigen Bedingung, abgesehen vom Korrektionsglied von C_p und C_v, unter der hierbei zulässigen Annahme, daß v konstant bleibt. Da dies der Fall ist, erschien es von Interesse, die Grüneisensche Beziehung auf experimentellem Wege bei sehr tiefen Temperaturen zu prüfen.

1) Verh. der phys. Ges. **13**, Nr. 11, 1911.
2) Berl. Ber. **12**, 494, 1911.

Experimenteller Teil.

Da bei dieser Untersuchung mit flüssigem Wasserstoff gearbeitet werden mußte, und da derselbe in großen Mengen schwer zu erhalten und aufzubewahren ist, wurde eine Anordnung getroffen, die bei einem recht kleinen Kühlbad eine möglichst rasche und zuverlässige Bestimmung der Ausdehnung gestattet. Die etwa 100 mm lange Stange A der zu messenden Substanz wird in einem länglichen, allseitig geschlossenen Rahmen aus geschmolzenem Quarz BC so eingepaßt, daß sein unteres Ende auf



einer konischen, unten am Rahmen angeschmolzenen Spitze N ruht, währenddem sein oberes Ende von einer beweglichen Quarzstange DE geführt wird, die durch eine regulierbare Doppelfeder F beliebig belastet werden kann. An dieser Stange ist ein Objektmikrometer G (1 mm in 100 Teile) befestigt, dessen Verschiebung bei Temperaturwechsel durch ein fest mit dem Quarzrahmen verbundenes, mit Okularmikrometer J (1 Teil 0,0036 mm) ausgestatteten Zeiß-Mikroskop H auf 0,0005 mm abgelesen werden kann. Um das Objektmikrometer beliebig einstellen zu können, so daß immer durch die Mitte der Mikroskoplinse gemessen wird, ist das ganze Quarzgestell unmittelbar mit dem verschiebbaren Tische K des Mikroskops verbunden. Auf einem senkrecht verschiebbaren Tische L werden die auswechselbaren Gefäße M herangehoben, welche die verschiedenen Temperaturbäder enthalten.

Mit dieser Anordnung kann naturgemäß nur die Differenz der Ausdehnungen der Substanzen und des Quarzes gemessen werden. Letztere ist jedoch in den höheren Temperaturintervallen so außerordentlich gering, daß sie innerhalb der Versuchsfehler fällt. Im Intervalle $-40°$ bis $-120°$ hebt sich die positive gegen die negative Ausdehnung weg[1]). Da die Ausdehnung des Quarzes bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs noch unbekannt, aber wahrscheinlich sehr klein ist, wurde sie durchweg gleich Null angenommen.

Aluminium, Kupfer, Zink, Silber und Blei wurden untersucht, da der Verlauf ihrer Atomwärmen besonders genau bestimmt ist. Die Untersuchung einiger Nichtmetalle ist noch nicht abgeschlossen. Die Stäbe aus Kupfer, Aluminium und Zink waren aus sogenannten technisch reinen Metallen. Blei und Silber waren chemisch rein und aus demselben Material, das zur Messung der Atomwärme benutzt worden war. Es wurde in den Intervallen Zimmertemperatur, flüssiger Sauerstoff, flüssige Luft und flüssiger Wasserstoff gemessen und in den meisten Fällen 15—20 Beobachtungen gemacht, deren Übereinstimmung auf eine für die vorliegenden Zwecke genügende Genauigkeit schließen ließ. Daß ohne besonders große Vorsichtsmaßregeln eine sehr große Genauigkeit nicht erzielt werden kann, liegt im Wesen der Methode. So läßt sich eine Seitenverschiebung, die ein Nachstellen des Mikroskops erforderlich macht, bei dieser Anordnung kaum vermeiden. Die Resultate dürften jedoch im allgemeinen auf einige Prozente genau sein. Die Übereinstimmung mit den von anderen Autoren gefundenen Zahlen ist befriedigend.

1) Kaye, Phil. Mag. **20**, 1910.

Tabelle 1.

Substanz	T_1	T_2	T	ΔT	Δl	$\alpha \cdot 10^6$
Al	82,3	393,0	187,7	210,7	0,02354	168
Al	80,9	90,0	85,5	9,1	0,04893	98
Al	20,4	80,8	50,6	60,4	0,03231	38
Cu	85,8	292,4	189,1	206,6	0,02256	124
Cu	80,3	90,0	85,2	9,7	0,04725	75
Cu	20,4	80,5	50,5	60,1	0,03293	49
Zn	82,3	291,2	186,8	208,9	0,02195	93
Zn	81,5	90,9	86,2	8,5	0,04550	65
Zn	20,4	82,0	51,2	61,6	0,03202	34
Ag	81,5	291,7	186,6	210,2	0,02328	156
Ag	82,2	90,0	86,1	7,8	0,02103	132
Ag	20,4	80,0	50,2	59,6	0,03583	98
Pb	83,0	292,6	187,8	209,6	0,02557	266
Pb	82,6	90,0	86,3	7,4	0,03150	203
Pb	20,4	81,2	50,8	60,8	0,02120	198

Wie oben erwähnt, kann die Grüneisensche Beziehung streng genommen nur für den Fall gelten, daß sich die spezifische Wärme durch eine Gleichung der Form $C_v = F(T)$ darstellen läßt. Dies ist nach den Untersuchungen von Nernst-Lindemann[1]) zutreffend, wenn man von dem durch die Arbeitsleistung gegen die Kohäsionskräfte bedingten Korrektionsglied absieht, was um so eher berechtigt ist, da es bei den hier in Betracht kommenden tiefen Temperaturen nie mehr wie 2 Proz. ausmacht. Da ein großes Temperaturintervall in Betracht kam, mußte die mittlere Atomwärme berechnet werden. Es wurde die obenerwähnte Formel ohne Berücksichtigung des Korrektionsglieds, nämlich

$$C_v = \frac{3}{2} R \left(\frac{\left(\frac{\beta\nu}{T}\right)^2 e^{\frac{\beta\nu}{T}}}{\left(e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1\right)^2} + \frac{\left(\frac{\beta\nu}{2T}\right)^2 e^{\frac{\beta\nu}{2T}}}{\left(e^{\frac{\beta\nu}{2T}} - 1\right)} \right)$$

zugrunde gelegt, in der die Werte der Eigenfrequenzen der oben zitierten Arbeit entnommen wurden. Es wurde durchweg mit der Atomwärme bei konstantem Volumen gerechnet, da die Größe der Korrektion für die Ausdehnung in diesen Gebieten innerhalb der Versuchsfehler fällt. Wie folgende Tabelle zeigt, bestätigen im großen ganzen die Resultate die Grüneisensche Beziehung.

Wenn auch die Abweichungen stellenweise die Versuchsfehler übertreffen dürften, so läßt sich daraus, daß dieselben keine bestimmte Richtung zeigen, und namentlich aus der ausgezeichneten Übereinstimmung des *Al*, dessen

1) Zeitschr. f. Elektrochem. **17**, 817, 1911.

Tabelle 2.

Substanz	Temperatur-Intervall	$\alpha \cdot 10^6$	C_v	$\frac{\alpha}{C_v} \cdot 10^5$
Al	82,3—293	168	4,48	3,81 · 0,99
Al	80,9— 90,0	98	2,50	3,81 · 1,03
Al	20,4— 80,8	38	1,03	3,81 · 0,98
Cu	85,8—292,4	124	4,94	2,63 · 0,96
Cu	80,3— 90,0	75	3,35	2,63 · 0,86
Cu	20,4— 80,5	49	1,55	2,63 · 1,21
Zn	82,3—291,2	93	5,33	1,55 · 1,13
Zn	81,5— 90,9	65	4,20	1,55 · 0,99
Zn	20,4— 82,0	34	2,45	1,55 · 0,87
Ag	81,5—291,7	156	5,45	3,02 · 0,95
Ag	82,2— 90,0	132	4,36	3,02 · 1,00
Ag	20,4— 80,0	98	3,05	3,02 · 1,04
Pb	83,0—292,6	266	5,88	4,11 · 1,10
Pb	82,6— 90,0	203	5,60	4,11 · 0,88
Pb	20,4— 81,2	198	4,72	4,11 · 1,02

Atomwärme in dem hier in Betracht kommenden Temperaturgebiete auf weniger als $^1/_4$ des normalen Wertes fällt, und welches deswegen besonders genau gemessen wurde, schließen, daß der Quotient $\frac{\alpha}{C_v}$ wenigstens bei den Metallen von der Temperatur unabhängig ist.

Die Diskussion der Resultate wurde gemeinsam mit F. A. Lindemann unternommen, dem ich für manche Anregung zu Danke verpflichtet bin.

Zum Schluß sei mir gestattet, Herrn Prof. Nernst auch an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für sein stetes förderndes Interesse bei der Ausführung derselben meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 26. Oktober 1911.)

Über einen lichtstarken Spektrographen.

Von J. Zenneck.

(Mit Tafel XVI.)

Vor ungefähr zwei Jahren war ich vor die Aufgabe gestellt, mir möglichst rasch einen sehr lichtstarken Spektrographen zu beschaffen. Er sollte im sichtbaren Gebiet so große Dispersion haben, daß z. B. die *Na*-Linien noch scharf auf der Platte getrennt werden. Bei zu kleiner Dispersion und nachheriger Vergrößerung stört das Korn der Platte sehr bald, oder es kann bei Verwendung von Platten mit sehr feinem Korn der Vorteil, den man durch die Lichtstärke des Spektrographen erreicht, durch die Unempfindlichkeit der Platten verloren gehen. Da die damals käuflichen Spektrographen, von denen ich durch die Literatur oder durch die Kataloge der betr. Firmen Kenntnis bekam[1]), den Anforderungen, die ich stellen mußte, nicht genügten, so habe ich mir durch den Laboratoriums-Mechaniker einen Spektrographen anfertigen lassen.

Seine allgemeine Anordnung ist aus den Fig. 1—4[2]) ersichtlich. Es bedeutet darin C den Kondensator, S den Spalt, O_1 das Kollimatorobjektiv, P_1—P_4 die Prismen, O_2 das Kameraobjektiv, K die Kamera. Sowohl Kollimator- als Kameraobjektiv sind um konische Zapfen Z_1 bzw. Z_2 drehbar (Fig. 1 und 2). Die Kamera ist nicht nur mittels Triebs und Zahnstange verschiebbar, sondern kann auch schief gegen die optische Achse des Apparats gestellt werden.

Der Kondensator C ist ein Kinematographenobjektiv der Firma E. Busch A.-G. (Rathenow) Mod. W. $f = 107$ mm mit dem Öffnungsverhältnis f: ca. 2,1 das Kollimator- und das Kameraobjektiv sind beide Petzvalobjektive derselben Firma, System III, Nr. 5, $f = 230$ mm, Öffnungsverhältnis f: 3,1. Die Prismen P_2—P_3 haben einen brechenden Winkel von 60°, die Halbprismen P_1—P_4 von 30°. Die Höhe der Prismen beträgt 70 mm, ihre Seitenlänge 80 mm. Alle Prismen sind durch die Firma B. Halle Nachf. (Berlin-Steglitz) aus Flintglas Nr. O 102 der Firma Schott & Gen. (Jena) geschliffen. Der Spalt ist von A. Hilger (London) bezogen[3]).

Für den Fall, daß einzelne Teile des Spektrums stark vergrößert aufgenommen werden sollen, wird bei T (Fig. 3) ein Telenegativ von Voigtländer (Braunschweig) eingesetzt, das bei ca. 3maliger Vergrößerung von der Blende f: 10 ab[4]) gute Bilder lieferte. Zur okularen Beobachtung kann statt der photographischen Platte eine Metallplatte mit eingeschraubtem Fernrohrokular in die Kamera eingesetzt werden. Außerdem hatten wir für manche Versuche einen besonderen Arm mit lichtstarkem Fernrohr von Steinheil, der an Stelle des

1) Darin ist inzwischen eine Änderung eingetreten. H. Bärwald, Ann. d. Phys. **34**, 833, 1911 berichtet von einem Spektrographen mit dem Öffnungsverhältnis f: 3, den die Firma Steinheil auf Anregung von Herrn W. Wien gebaut hat.

2) Die Grundplatte des Apparats (Fig. 4) ist nicht günstig; besser würde die in Fig. 1 gezeichnete Form sein.

3) Herr Dießelhorst (Braunschweig) war so freundlich, mir 4 Prismen aus Jenaer Glas O 4062 und einen Hilgerschen Spalt, die ich seinerzeit für das Braunschweiger Institut angeschafft hatte, zu den Vorversuchen zu überlassen. Ich möchte ihm auch an dieser Stelle meinen verbindlichen Dank aussprechen. Die Prismen aus dem Glas O 4062, ebenfalls von der Fa. B. Halle Nachf. geschliffen, hatten etwas kleinere Dispersion, waren aber sonst ebensogut brauchbar, wie die Prismen aus dem Glase O 102.

4) Bezogen auf die Brennweite des Objektivs ohne Telenegativ.

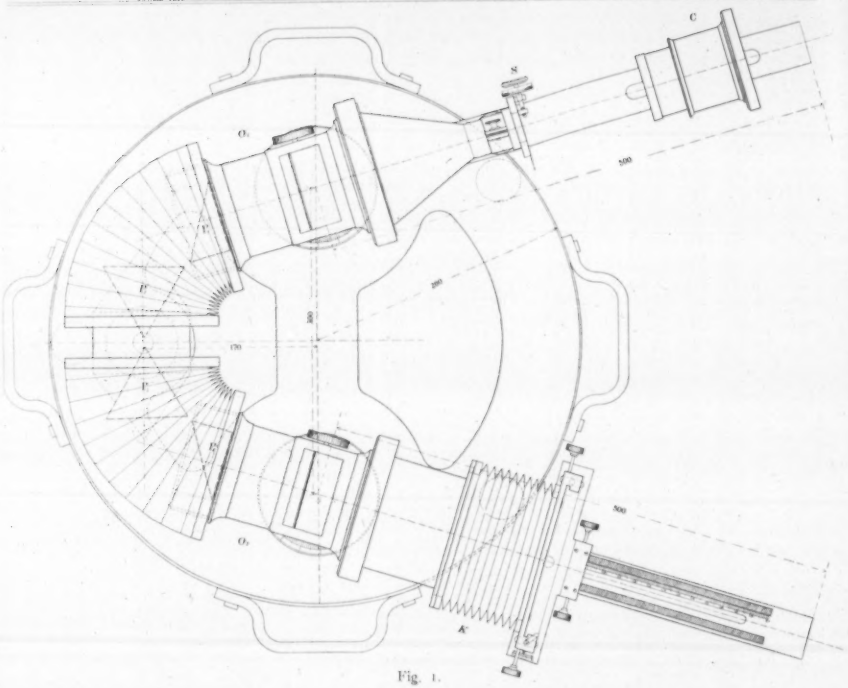


Fig. 1.

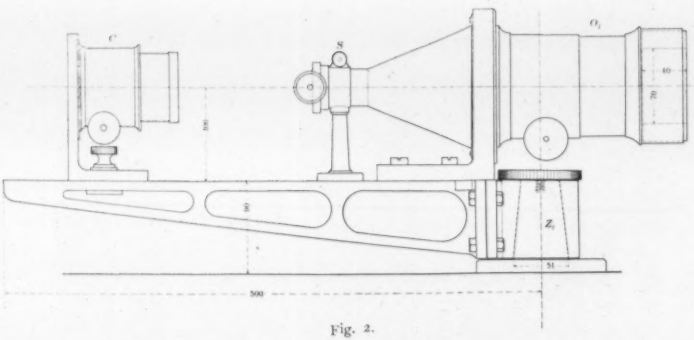


Fig. 2.

Kameraarms auf den Zapfen Z aufgesetzt werden konnte.

Die optische Leistung des Spektrographen ohne Telenegativ wird durch die Lichtbogen-Aufnahmen (Fig. 5a u. b[1]), bei denen die Orientierung des Apparats dieselbe war, illustriert; sie sind mit voller Öffnung und der Spaltbreite 0,03 mm auf die Platten Panchromatic A von Wratten & Wainwright (London) aufgenommen und 4mal vergrößert. Von vorzüglicher Schärfe bei der von uns vorgenommenen Orientierung sind einerseits rot

1) Fig. 5a = Effektbogenlampe, Fig. 5b = Eisen-Kohle-Bogen. (Die Figuren 5—7 befinden sich auf Tafel XVI.)

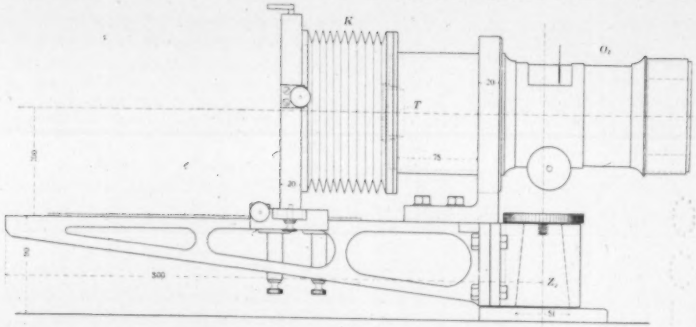


Fig. 3.

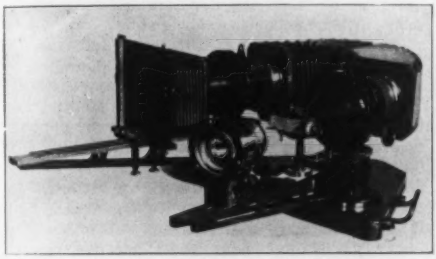


Fig. 4.

und gelb (bis ca. 530 $\mu\mu$) und andererseits blau bis zum Anfang des Ultravioletts (von ca. 490—380 $\mu\mu$), etwas weniger scharf, aber, wie die Fig. 5b zeigt, immer noch recht gut, ist grün (von ca. 530—490 $\mu\mu$). Eine starke Vergrößerung der Aufnahmen (Fig. 5) an der Stelle der *Na*-Linien ist in Fig. 6 dargestellt; obwohl der Abstand der beiden *Na*-Linien auf der Platte nur 0,05 mm[1]) ist, sind sie doch nahezu so scharf getrennt, als es das Korn der Platte zuläßt. Eine Aufnahme mit Teleobjektiv f: 10 ist in Fig. 7 reproduziert.

Für die Lichtstärke des Spektrographen mögen folgende Angaben einen gewissen Anhalt bieten. Bei einer Spaltbreite von 0,03 mm erhält man von einem Heliumrohr der Firma R. Götze, Type C (Kapillarrohr parallel zum Spalt) bei ca. 4-M.-A.-Strom die Linien 587 (gelb), 447 (blau), 388 (ultraviolett) auf Platten Panchromatic A von Wratten & Mainwright normal exponiert in ca. 1 Sekunde, von einer Wasserstoff-Kanalstrahlenröhre (Durchmesser 30 mm, Länge des Kanalstrahlenraums 150 mm, Druck maximaler Helligkeit der Kanalstrahlen) bei ca. 8 M.A.Strom normal exponierte Aufnahmen des Dopplereffekts der Linie H_γ in ca. 1—3 Minuten.

Der Spektrograph hat mir trotz seines verhältnismäßig billigen[1]) Preises bei spektrographischen Aufnahmen allerart so gute Dienste geleistet, daß ich glaubte, ihn hier beschreiben zu dürfen[2]), obwohl die optischen Firmen sicher in der Lage sein werden, bessere zu bauen.

Ludwigshafen a. Rh., Physikalisches Laboratorium der Badischen Anilin- und Sodafabrik[3]).

1) Die Dispersion des Spektrographen ist verhältnismäßig gering. Es scheint nicht möglich zu sein, Prismen der oben angegebenen Größe von genügender Homogenität aus den stark dispergierenden Gläsern herzustellen.

1) Der Preis des gesamten optischen Teils mit Spalt und Telenegativ war etwa 1060 Mark.

2) Er kann von dem Mechaniker Cremer (Physikal. Institut der technischen Hochschule Danzig) bezogen werden.

3) Die Vorversuche sind durch Herrn Dr.-Ing. A. König, die Orientierung durch Herrn Dr. B. Strasser ausgeführt worden. Ich möchte beiden Herren für ihre Mitarbeit meinen besten Dank aussprechen.

(Eingegangen 27. November 1911).

Über die Zersetzung von NO_2 im Glimmstrom.

Von J. Zenneck und B. Strasser.

(Mit Tafel XVII u. XVIII.)

1. Die Versuchsanordnung war die in Fig. 1 abgebildete. Aus einem Gefäß R, in dem sich ein flüssiges, reines N_2O_4 befand, wurde das Gas in kontinuierlichem Strom durch die Kapillare K und das U-förmige Entladungsrohr von ca. 5 mm lichter Weite mit Hilfe einer

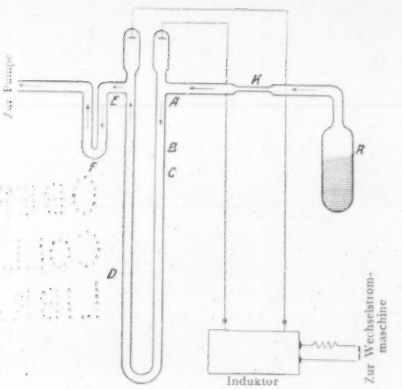


Fig. 1.

Gaedepumpe, der eine Leyboldsche Ölpumpe vorgeschaltet war, hindurchgesaugt. Das Gefäß R konnte in einem Dewarschen Becher mit verschiedenen Kühlflüssigkeiten (Eis und Kochsalz, feste Kohlensäure und Äther) eingetaucht werden. Dadurch konnte die Dampfspannung des flüssigen N_2O_4 variiert und dadurch und durch die Kapillare K der Druck im Entladungsrohr geändert werden. Er wurde meist so eingestellt, daß bei A ungefähr ein Druck von 1 mm Quecksilber herrschte. Dann betrug die Gasgeschwindigkeit bei A ungefähr 8 m/sec.

2. Die effektvolle Erscheinung[1]), die man im Entladungsrohr bei geeigneter Stromstärke beobachtet, ist die folgende. Zwischen A und B (Fig. 1) ist die Farbe gelb mit einem Stich ins Orange, von B—C violettblau (II), von C—D grünlichgelb (III), von D—E hellrot (IV). Hinter dem Entladungsrohr auf der Strecke von E bis über F hinaus ist die Farbe mattgelb („Nachleuchten").

Schwächt man den Strom bei konstanter Gasgeschwindigkeit, so verlängern sich die Strecken der einzelnen Farben I—IV (es dehnt sich z. B. orangegelb bis ungefähr C aus), verstärkt man den Strom, so verkürzen sie sich. Umgekehrt entspricht einer erhöhten Gasgeschwindigkeit eine Verlängerung der Strecken I—IV, einer Erniedrigung der Gasgeschwindigkeit eine Verkürzung derselben.

Diese Beobachtung legte schon die Vermutung nahe, daß es sich bei dem Versuch um eine Zersetzung von N_2O_4 bzw. NO_2 handelt und daß die verschieden gefärbten Strecken I—IV zeitlich aufeinander folgende Stadien der Zersetzung darstellen, die man bei der gewählten Anordnung örtlich nebeneinander sieht.

Bestätigt wird diese Auffassung durch folgenden Versuch. An die Stelle des U-förmigen Entladungsrohrs von Fig. 1 wird ein weiteres Rohr der Form Fig. 2 eingeschaltet. Man läßt das Gas längere Zeit hindurchströmen, ohne den elektrischen Strom einzuschalten, dreht dann die beiden Hähne H_1 und H_2 ab und schickt nun Strom durch die Röhre hindurch. Dann sieht zuerst das ganze Rohr gelbrot aus (I), diese Färbung geht langsam in blauviolett über (II), springt dann mehr oder weniger plötzlich in grüngelb (III) um und wird schließlich langsam hellrot (IV). Man erhält also hier tatsächlich die 4 verschiedenen Stadien zeitlich hintereinander.

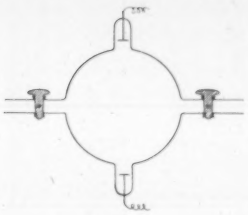


Fig. 2.

3. Die Spektren der 4 Stadien sind in den Fig. 3—6[1]) reproduziert. Sie sind sämtlich mit dem in dieser Zeitschrift **12**, 1199, 1911 beschriebenen lichtstarken Spektrographen bei voller Öffnung f: 3,1 und ca. 0,03 mm Spaltweite aufgenommen.

Das Spektrum des Stadiums IV (Fig. 6) ist in der Hauptsache, wie ein Vergleich mit Fig. 7, einer Aufnahme von reinem Stickstoff unter denselben Bedingungen, zeigt, das Stickstoffspektrum mit einigen O-Linien, deren hauptsächlichste in Fig. 6 bezeichnet ist.

Das Spektrum des Stadiums III ist im wesentlichen das NO-Spektrum, d. h. dasjenige Spektrum (Fig. 8), welches man bei A (Fig. 1) erhält, wenn man aus einem Gasreservoir, das

1) Sie würde durch den einen von uns (Z.) auf der Naturforscherversammlung in Karlsruhe vorgeführt. (Vgl. diese Zeitschr. **12**, 972, 1911.)

1) Über die hauptsächlichsten Banden im Spektrum von NO_2 und NO hat schon Herr G. Gehlhoff (Ann. d. Phys. **24**, 567 ff., 1907) einige Angaben gemacht, die mit den Aufnahmen von Fig. 3 im allgemeinen gut übereinstimmen. — Seine Anordnung war im übrigen weniger geeignet, um die einzelnen Zersetzungsstadien hervortreten zu lassen. (Die Figuren 3—8, 10 u. 12 befinden sich auf Tafel XVII u. XVIII.)

an Stelle von R gebracht wurde, reines unzersetztes NO dem Entladungsrohr zuführt. In diesem Fall erhält man dann auch bei A das grünlichgelbe Licht, das in **2.** als Stadium III bezeichnet wurde; es geht auf dem Wege nach E allmählich in die hellrote Entladung (IV) über. Man erhält also genau die Erscheinung, wie sie unter **2.** beschrieben wurde, es fehlen aber die ersten beiden Stadien I und II.

Das Spektrum des I. Stadiums (Fig. 3) kann entweder dasjenige von NO_2 oder dasjenige von N_2O_4 sein. Um dies zu entscheiden, wurde zwischen das Entladungsrohr und die Kapillare K ein Gefäß von der Form Fig. 9 gebracht und dieses in ein Wasserbad von ca. 70° gestellt. Nach den thermochemischen Gleichgewichtsbedingungen besteht dann das Gas, das sich ziemlich lange in dem Gefäß aufhalten muß, bei den hier in Betracht kommenden Drucken, praktisch vollkommen aus NO_2. Das Spektrum an der Stelle A blieb dadurch ungeändert; es ist also in demselben Sinne als dasjenige von NO_2 zu betrachten, wie das Spektrum von Fig. 8 als dasjenige von NO.

Das Spektrum des II. Stadiums unterscheidet sich von demjenigen von NO_2 hauptsächlich durch fast vollständiges Fehlen des kontinuierlichen Teils, von demjenigen von NO (Fig. 8) durch die verschiedene Intensitätsverteilung[1]). Es liegt nahe[2]), anzunehmen, daß das Gas des II. Stadiums eine labile Zwischenform zwischen NO_2 und NO, vielleicht das bisher nur in flüssigem Zustande bekannte N_2O_3, darstellt.

Wenn das richtig ist, würde also die Zersetzung von NO_2 zu N_2 und O_2 auf dem Wege über N_2O_3 und NO vor sich gehen.

4. Es wurde auch versucht, das Spektrum des unzersetzten N_2O_4 zu erhalten, und es wurde demnach das Gas in einen Zustand gebracht, in dem es beim Eintritt in den Entladungsraum nach den thermochemischen Gleichgewichts-Bedingungen praktisch vollkommen aus N_2O_4 besteht. Zu diesem Zweck wurde das Gefäß von Fig. 9 zwischen dem Gefäß R (Fig. 1) mit dem flüssigen N_2O_4 und der Kapillare K eingeschaltet und beide Gefäße auf ca. —50° gehalten. Das Gefäß von Fig. 9 wurde als Entladungsgefäß benützt und das Spektrum in dem engen Teil GH mit Hilfe eines Spiegels, der um 45° gegen die Horizontale geneigt

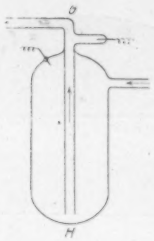


Fig. 9.

war, von oben photographiert. Das Spektrum war dasjenige von Fig. 10. Es unterscheidet sich von dem NO_2-Spektrum von Fig. 3 nur dadurch, daß der kontinuierliche Grund gegenüber den Linien und Banden noch mehr hervortritt und die Banden noch verwaschener sind.

5. Untersucht wurde ferner noch die Frage, welche der verschiedenen Zersetzungsstadien starkes Nachleuchten geben.

Man kann dies in der Weise untersuchen, daß man die verschiedenen Stadien durch Regulierung des Stroms bzw. der Gasgeschwindigkeit (vgl. **2.**), unter Umständen bei gleichzeitiger Verkürzung des Rohres von Fig. 1, an die Stelle E legt, so daß das Gas aus dem zu prüfenden Stadium in den stromlosen Teil des Entladungsrohres gelangt. Eine andere Methode besteht darin, daß man das Entladungsrohr von Fig. 1 an den verschiedensten Stellen mit seitlichen Röhren von 10—20 cm Länge versieht und diese blind endigen läßt. In einer solchen seitlichen Röhre, durch die das Gas nicht hindurchströmt, in die es vielmehr nur durch Diffusion gelangt, läßt sich das Nachleuchten ebenfalls beobachten[1]). Eine andere Methode endlich war die, daß man das Entladungsrohr in einem Moment beobachtete, in dem der Wechselstrom, der die Röhre speiste, durch Null hindurchging. Es läßt sich dies bequem erreichen, indem man auf die Achse eines Synchronmotors eine Scheibe der in Fig. 11 abgebildeten Form — der Synchronmotor war 4polig — aufsetzt und dieselbe als Diaphragma zwischen Röhre und Beobachter einschaltet. Wenn man durch die Scheibe in verschiedenen Abständen von der Achse hin-

1) Und zwar nicht nur zwischen den verschiedenen Partien des Spektrums, z. B. violett gegenüber grün, sondern auch innerhalb der Banden. — Der erstere Unterschied kommt in den positiven Vergrößerungen von Fig. 3 u. 4 viel schlechter zum Ausdruck als in den Originalnegativen.

2) Vgl. den Versuch in **2** mit dem Rohre von Fig. 2.

1) Das ist schon von Herrn Gehlhoff (l. c. 569) angegeben worden: „Besonders auffällig war aber, daß das gelbe Licht . . . sich selbst in benachbarte Glasröhren fortpflanzte".

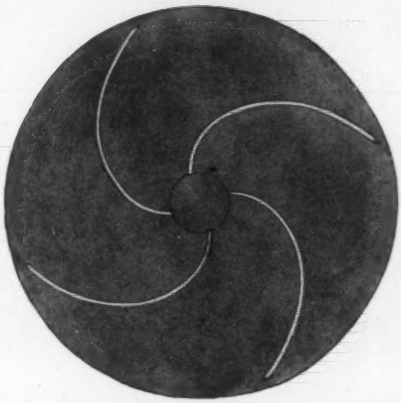


Fig. 11.

durchvisiert, sieht man das Entladungsrohr in den verschiedenen Phasen des Wechselstroms[1]).

Alle 3 Methoden lieferten übereinstimmend das Resultat, daß man starkes Nachleuchten im Stadium I erhält, keines oder kein merkliches im Stadium II, besonders starkes im Stadium III und besonders beim Übergang zum Stadium IV. Das Nachleuchten im Stadium IV ist um so schwächer, je weiter entfernt die betreffende Stelle vom Stadium III ist, je weiter also die Zersetzung des Gases zu N_2 und O_2 fortgeschritten ist. Das Spektrum des Nachleuchtens ist in Fig. 12 abgebildet. Es besteht unter den Bedingungen der vorliegenden Versuche im langwelligen Teil des Spektrums aus einem kontinuierlichen Grund[2]), während im Blau und Violett und dem durch Flintglas noch durchlässigen Teil des Ultravioletts einzelne Linien, welche mit den Köpfen der Stickstoffbanden zusammenfallen, hervortreten.

1) Ähnliche Methoden sind schon vielfach verwendet worden.

2) P. Lewis, Ann. d. Phys. **2**, 466, 1900. — Bei okularer Beobachtung sieht man wegen der sehr geringen Lichtstärke nur den kontinuierlichen Teil von Orange bis Grün.

Ludwigshafen a. Rh., Physikalisches Laboratorium der Badischen Anilin- und Sodafabrik.

(Eingegangen 27. November 1911.)

Die Resonanzspektren des Joddampfes und ihre Vernichtung durch Gase der Heliumgruppe.

(The Resonance Spectra of Jodine Vapor and their Destruction by Gases of the Helium Group.)

Von R. W. Wood.

(Mit Tafel XIX.)

Bald nach der Entdeckung des durch die Strahlungen einer Quecksilberdampflampe erregten Resonanzspektrums des Joddampfes im Vakuum haben J. Franck und ich[1]) die merkwürdige Wirkung der Gegenwart kleiner Spuren Helium beschrieben, das scharf definierte Resonanzspektrum in das vollständige Bandenspektrum zu verwandeln, wie es durch weißes Licht erregt wird. Wir haben gezeigt, daß das Bandenspektrum als schwacher Hintergrund erschien, wenn das Helium unter einem Drucke von weniger als 1 mm stand, während ein Druck von 5—10 mm das Resonanzspektrum gänzlich vernichtete, wobei das Bandenspektrum dessen Stelle einnahm. Die in beiden Fällen ausgestrahlte gesamte Lichtmenge war ungefähr dieselbe, und das Helium schien als ein Agens zu wirken, das die Energie von dem erregten Elektronensystem auf sämtliche übrigen Systeme übertrug, die in Ruhe blieben, wenn der Joddampf sich im Vakuum befand.

In der vorliegenden Arbeit beabsichtige ich, die eingehendere Untersuchung der Resonanzspektren aufzunehmen und die Wirkung der übrigen Gase der Heliumgruppe sowie die merkwürdige Polarisation des Lichtes zu erforschen, das der Dampf aussendet, wenn er von monochromatischen Strahlungen und von weißem Licht erregt wird.

Ich habe eine Anzahl Verbesserungen an der Anordnung der Apparatur angebracht, und es ist nunmehr die Möglichkeit gegeben, das Resonanzspektrum in einer Vorlesung über Optik mit Hilfe einer käuflichen Cooper-Hewitt-Lampe (aus Glas) und eines kleinen Taschenspektroskops zu zeigen. Ich benutzte eine Glasröhre von 2—3 cm Durchmesser und 30 cm Länge. Das eine Ende wird zu einer kleinen Kugel aufgeblasen, deren Durchmesser nur wenig größer ist als jener der Röhre, wobei sorgfältig darauf zu achten ist, das Glas möglichst schlierenfrei zu erhalten. Besonders wichtig ist es, den kleinen Glastropfen los zu werden, der sich gewöhnlich an der Stelle bildet, wo die Röhre ausgezogen wird. Die Röhre wird nun sorgfältig getrocknet und nach Einführung einiger weniger kleiner Jodkristalle am andern Ende zu einer dickwandigen Kapillaren ausgezogen, dann mittels einer Quecksilberluft-

1) Diese Zeitschr. **12**, 81, 1911.

pumpe stark ausgepumpt und zugeschmolzen. Dann wird sie längs der Cooper-Hewitt-Lampe so angeordnet, daß sie diese fast berührt; es wird die nicht durch Linsen konzentrierte direkte Strahlung benutzt. Blickt man längs der Röhrenachse durch die Kugel, so sieht man das gelbliche Fluoreszenzlicht, und das Spektroskop weist das aus vereinzelten hellen Linien zusammengesetzte diskontinuierliche Resonanzspektrum auf. Wenn man das Licht des Kohlebogens, oder noch besser Sonnenlicht, auf die Mitte der Röhre, möglichst nahe an der Kugel, konzentriert, so erscheint das von weißem Lichte erregte charakteristische Bandenspektrum. Die Leichtigkeit, mit der sich dieser Versuch ausführen läßt, verleiht ihm Interesse in Anbetracht der Bedeutung der Resonanz- und Bandenspektren im Zusammenhange mit der Theorie der Elektronenstrahlung. Wenn man Helium zur Verfügung hat, kann man eine zweite Röhre herrichten, um die Umwandlung des Resonanzspektrums in das Bandenspektrum zu zeigen. Die Röhre wird hergestellt wie die vorige und das Gas eingeleitet, bis das Manometer einen Druck von ungefähr 5 mm anzeigt; darauf wird sie von der Pumpe abgeschmolzen. Die Röhren halten sich unbegrenzt, erfordern keine Erhitzung und lassen sich in 2—3 Minuten für die Vorführung aufbauen. Der einzige Vorteil der bei der vorliegenden Untersuchung benutzten Quecksilberbogenlampen aus Quarzglas liegt in der größeren Leuchtkraft, die dem Lichte innewohnt. Die Verwendung von Glaskugeln zum Studium der Fluoreszenz habe ich aufgegeben, da ich gefunden habe, daß Röhren ähnlich den oben beschriebenen größere Helligkeit liefern, und daß sich bei ihnen weit weniger Störungen aus der Reflexion des Bogenlichts an den Wandungen ergeben. Es wird sich als vorteilhaft herausstellen, das Ende der Röhre mit schwarzem Tuch zu umwickeln; das ergibt einen dunkeln Hintergrund, von dem sich das Fluoreszenzlicht abhebt.

Die vorliegende Untersuchung wurde im Laboratorium der Royal Institution angestellt, das mir durch die Liebenswürdigkeit von Sir James Dewar zur Verfügung stand; die Untersuchung mancher Punkte wurde durch das riesige Nicolsche Prisma, die Kondenserlinsen und andre Apparate ermöglicht, die man in physikalischen Laboratorien für gewöhnlich nicht findet. Sehr zu Dank verpflichtet bin ich ferner Herrn Twyman von der Firma Adam Hilger and Son, der mir Echelons, Spektrographen und sonstige optische Apparate zur Verfügung stellte, sowie Herrn Kenneth Mees, der mir in liebenswürdigster Weise seinen kleinen Prismenspektrographen lieh, mit dem die meisten der Photogramme dieser Veröffentlichung hergestellt wurden.

Dank den Verbesserungen an der Methode zur Beleuchtung des Dampfes war es möglich, das Resonanzspektrum mit genügender Helligkeit zu erhalten, um seine Untersuchung mit Hilfe des Stufengitters zu gestatten; das ist von großer Wichtigkeit im Hinblick auf die geplante Untersuchung auf einen möglichen Zeemaneffekt hin. Ich habe in dem Laboratorium des Herrn Cotton in Paris mit einem großen Weißschen Elektromagnet nach dem Effekt gesucht, aber damals war es unmöglich, das Spektrum mit einer Helligkeit zu erhalten, die ausgereicht hätte, um seine Untersuchung mit irgendeinem Spektroskop von hohem Auflösungsvermögen zu gestatten, und so war denn nichts erreicht worden.

Die Anordnung der Apparatur, die ich in der Royal Institution aufgebaut habe, ist in Fig. 1[1]) veranschaulicht: Zwei große Quarzglas-Quecksilberbogenlampen von der Westinghouse-Cooper-Hewitt-Co. in London wurden zur Beleuchtung des Dampfes benutzt. Ich habe nämlich diese Lampen als viel wirksamer befunden als irgendwelche der früher von mir benutzten Lampen. Eine dieser beiden Lampen war oberhalb der Röhre angebracht, und die Strahlen wurden, nachdem sie mittels einer Kondenserlinse von 25 cm Apertur im Mittelpunkte der Kugel vereinigt worden waren, mit Hilfe eines unterhalb der Röhre aufgestellten Hohlspiegels zurückgeworfen. (Die Röhre befand sich im Krümmungsmittelpunkte des Spiegels.) Auf diese Weise wurde erreicht, daß eine Lampe die Arbeit von zweien leistete. Die andere Lampe war mit einer ähnlichen Linsen- und Spiegelanordnung auf der einen Seite der Röhre angebracht. Die Quecksilberbogenlampen waren ungefähr 12 cm lang, und ihre mittels der Kondenserlinsen und der Spiegel längs der Achse der Jodröhre erzeugten Bilder hatten dieselben Abmessungen. Diese Anordnung liefert anscheinend sehr nahezu den Höchstbetrag der möglichen Beleuchtung, denn die einzige Verbesserung, die ich noch auszudenken imstande gewesen bin, ist eine Jodröhre, die vollständig von einem Quecksilberlichtbogen umgeben wäre, der in einer langen, eng gewundenen, spiralförmigen Quarzglasröhre brennt. Ich hatte auch eine Quecksilberbogenlampe aus Glas gebaut, durch welche die Jodröhre axial mitten hindurchging, aber es ist mir bisher noch nicht gelungen, sie recht gut zum Arbeiten zu bringen.

1) Die Figuren befinden sich sämtlich auf Tafel XIX.

Ich habe gefunden, daß ich mit der eben beschriebenen Anordnung mit einem Hilgerschen Wellenlängenspektrographen ein vollkommen ausexponiertes Photogramm des Resonanzspektrums in weniger als zwei Stunden erhalten konnte, während bei den früheren Versuchen Expositionen von 18—24 Stunden notwendig gewesen waren. Die stark erhöhte Helligkeit der Fluoreszenz, die man durch Verwendung einer Röhre erhält, kann man folgendem Umstand zuschreiben: Es stellte sich heraus, daß bei Benutzung einer großen Kugel, wie bei den früheren Versuchen, wenn das Licht mittels eines hinter der Kugel aufgestellten Hohlspiegels in den Brennpunkt zurückgeworfen wurde, der Kegel des von diesem reflektierten Strahlenbündel erzeugten Fluoreszenzlichtes so schwach war, daß er zur Gesamtlichtstärke sehr wenig beitrug. Das war die Folge der Absorption der erregenden Frequenzen seitens des Joddampfes. Es liegt auf der Hand, daß, wenn wir eine Kugel anwenden und das Licht in ihrem Brennpunkte vereinigen, von der verfügbaren Energie viel verloren geht, ehe die Strahlen zur Vereinigung gelangen. Diese Schwierigkeit wird durch die Verwendung einer Röhre vermieden, denn die erregenden Strahlen durchlaufen nur das unter Beobachtung stehende kleine Volumen Joddampf.

Die grüne Linie und beide gelben Linien des Quecksilberlichtbogens sind imstande, Resonanzspektren zu erregen, die einzeln für sich gezeigt werden können. Schaltet man zwischen den Lichtbogen und die Jodröhre einen Glastrog mit einer starken Eosinlösung ein, so erscheint das von den beiden gelben Linien erregte Resonanzspektrum. Dieses besteht aus einer schönen Serie äquidistanter Dupletts, insgesamt fünfzehn (30 Linien), und zwar liegen zwei Dupletts unterhalb und zwölf oberhalb der erregenden gelben Linien. Die von der Quecksilberlinie 5790 Å.-E. erregte Serie äquidistanter Linien ist viel intensiver als die von der Linie 5770 Å.-E. erregte, ein Umstand, den man mit Sicherheit auf eine engere Übereinstimmung zwischen der Wellenlänge der weniger brechbaren gelben Quecksilberlinie und jener einer der Absorptionslinien des Joddampfes zurückführen kann.

Das gelbe Licht läßt sich mit Hilfe einer gesättigten Lösung von Neodymchlorid aus der erregenden Strahlung ausschalten, und man erhält in diesem Falle die von der grünen Quecksilberlinie erregte Serie.

Photogramme der auf diese Weise erhaltenen Spektren sind in den Fig. 2—6 wiedergegeben. Fig. 2 ist die Zusammensetzung der drei durch die Gesamtstrahlung des Quecksilberlichtbogens erregten Resonanzspektren; die grüne und die beiden gelben Erregerlinien sind durch Pfeile bezeichnet. Das in der Mitte hindurchgehende kurzlinige Spektrum ist das Neonspektrum, das wegen seines großen Reichtums an orangefarbenen und roten Linien bei der vorliegenden Untersuchung als Vergleichsspektrum benutzt wurde. Fig. 3 zeigt dasselbe Spektrum ohne die Neonlinien. Die Verbreiterung der Linien rührt von einer Überexposition her, während die schwächeren Linien scharf erscheinen. Die von der grünen Quecksilberlinie für sich allein erregte Serie ist in Fig. 4 wiedergegeben. Sie stellt einen der schönsten Fälle eines aus äquidistanten Linien sich aufbauenden Resonanzspektrums dar, den ich bislang gefunden habe; habe ich doch 18 Glieder photographiert und ausgemessen. Die allmähliche Abnahme des gegenseitigen Abstandes zwischen den Gliedern der Reihe bei der Annäherung an das rote Ende des Spektrums beruht natürlich darauf, daß die photographische Aufnahme mit einem Prismenspektrographen gemacht worden ist. Tatsächlich wächst der Zwischenraum zwischen den Linien mit zunehmender Wellenlänge ein wenig. Die mehr oder minder regelmäßige Abwechslung zwischen sehr starken und sehr schwachen Linien, die für so viele von den Resonanzspektren des Natriumdampfes charakteristisch ist, tritt sehr deutlich hervor; in der Tat erinnert dieses Spektrum unwiderstehlich an das von der Kadmiumlinie 4800 Å.-E. erregte Resonanzspektrum des Natriums, in welchem auf die erregende Linie eine starke Linie, dann eine schwache Linie, dann vier starke Linien, eine schwache Linie und weitere vier starke Linien folgen. Beim Jod folgen auf die erregende Linie eine starke Linie, dann eine schwache Linie, eine starke Linie, eine schwache Linie, zwei starke Linien, eine schwache Linie, dann weiter: stark, schwach, stark, zwei schwache, stark, schwach, stark. — Fig. 5 ist ein Photogramm der von den beiden gelben Quecksilberlinien erregten Resonanzspektren; die grüne Quecksilberlinie ist dabei durch den Eosintrog ausgeschaltet worden. Hier finden wir 15 Linienpaare, die uns an die Wiederholung des Magnesiumtripletts beim Resonanzspektrum des Natriumdampfes erinnern. Bei den früheren Untersuchungen am Jod hatte ich geglaubt, daß die von der langwelligeren der beiden gelben Linien erregte Serie mit der von der grünen Linie erregten zusammenfiele. Die bei der vorliegenden Untersuchung angewandte höhere Dispersion lehrt, daß dies nicht der Fall ist, ob-

schon die Koinzidenz mit so großer Annäherung erreicht wird, daß nur die schärfsten Photogramme, die mit einem so feinen Spalt aufgenommen worden sind, daß es unmöglich ist, sie zu reproduzieren, die Trennung zeigen. Der größere Wert der Zwischenräume in der von der gelben Linie 5790 Å.-E. erregten Serie hat zur Folge, daß die Linien dieser Serie so stark mit den Linien der von der grünen Quecksilberlinie erregten Serie „außer Tritt" geraten, daß die mangelnde Koinzidenz in den wiedergegebenen Photogrammen im roten Spektralgebiet deutlich zu sehen ist (vergleiche die Fig. 4 u. 5).

Die Umwandlung des Resonanzspektrums in das Bandenspektrum wird durch das in Fig. 6 wiedergegebene Photogramm veranschaulicht, dem das Neonspektrum übergelagert ist. Der dunklere Teil des Spektrogramms ist mit Quecksilberchlorid verstärkt worden, um die Banden deutlicher herauszubringen. Dieses Photogramm wurde mit einer großen Glaskugel aufgenommen, die neben dem Jod Helium unter einem Druck von 5 mm enthielt. Das Verhalten der übrigen Gase der Heliumgruppe in dieser Hinsicht ist gleichfalls untersucht worden und wird sogleich erörtert werden.

Die Wellenlängen der Linien in den verschiedenen Serien sind mit großer Sorgfalt auf Grund einer großen Anzahl von Photogrammen bestimmt worden. Für die starken Linien wurden Aufnahmen mit kurzen Expositionszeiten mit einem sehr feinen Spalt gemacht, weil die langen Expositionen, die notwendig waren, um die schwachen Linien herauszubringen, zu einer so starken Verbreiterung der starken Linien führten, daß deren genaue Ausmessung unmöglich war.

Die Wellenlängen der Linien sind in der nachstehenden Tabelle angegeben. In der Spalte „*A*" haben wir die von der grünen Linie 546 $\mu\mu$ erregte Serie, in der Spalte „*B*" die von der gelben Linie 5769,5 Å.-E. erregte und in der Spalte „*C*" die von der gelben Linie 5790,5 Å.-E. herrührende. Die erregenden Linien sind durch fetten Druck hervorgehoben. In den Spalten „*a*", „*b*" und „*c*" finden wir die Wellenlängendifferenzen der Linien der entsprechenden Serien. Die Spalte „*d*" gibt die Wellenlängendifferenzen zwischen den Gliedern der fünfzehn Linienpaare wieder, die von den beiden gelben Linien erregt werden (also zwischen den Serien „*B*" und „*C*").

Wie es auf Grund der Tabelle scheint, haben die Wellenlängendifferenzen das Streben, bei Annäherung an das rote Ende der einzelnen Serien größer zu werden. Es zeigt sich ferner eine gewisse Schwankung, das heißt, die Differenzen wachsen nicht stetig und gleichmäßig. Ich bin der Ansicht, daß die Wellenlängen in den meisten Fällen bis auf eine Ångström-Einheit oder etwas weniger als richtig betrachtet werden können. Wie ich aber in einer früheren Veröffentlichung gezeigt habe, kann die gemessene Wellenlänge einer Linie infolge von Absorption ein wenig fehlerhaft sein, das heißt, die eine Seite der Emissionslinie kann durch eine benachbarte Absorptionslinie verschoben sein, so daß ihr Schwerpunkt verrückt erscheint. Dies kann vielleicht die Ursache der beobachteten Unregelmäßigkeiten sein. Wenn die Zwischenräume genau konstant wären, so könnten die Wellenlängen der Linien der Serien durch folgende Formel dargestellt werden:

$$\lambda = \lambda_0 + mk;$$

in dieser Formel ist λ_0 die Wellenlänge der er-

A	*B*	*C*	*a*	*b*	*c*	*d*	*e*
	6 81 0,0	6850,0				40,0	
6726,0	. . . .	. . . .		$92{,}5 = \frac{185}{2}$	$95{,}0 = \frac{190}{2}$	. . .	
. . . .	6625,0	6660,0	$84{,}0 = \frac{168}{2}$	79,0	82,0	35,0	74.4
6558,0	6546,0	6578,0		86,0	88,0	32,0	
. . . .	6460,0	6490,0	$81{,}5 = \frac{163}{2}$	87,0	88,0	30,0	73,1
6395,0	6373,0	6402,0		77,0	79,0	29,0	71,8
6313,0	6293,0	6323,0	82,0	78,5	83,0	27,0	71,0
6235,5	6217,5	6240,0	77,5	77,5	79,0	22,5	70,4
6159,5	6140,0	6161,0	76,0	76,5	76,5	21,0	69,8
6084,5	6063,5	6084,5	75,0	78,5	75,0	21,0	69,3
6009,5	5985,0	6009,5	75,0	75,0	73,5	24,5	68,6
5936,0	5910,0	5936,0	73,5	69,5	72,0	26,0	67,9
5864,0	5840,5	5864,0	72,0	71,0	73,5	23,5	67,2
5792,0	**5769,5**	**5790,5**	72,0	71,5	67,0	21,0	66,2
5723,5	5698,0	5723,5	68,5	68,0	65,0	25,5	65,6
5657,0	5630,0	5658,5	66,5			28,5	65,3
5588,5			68,5				63,7
5524,5			64,0				63,5
5461,0			63,5				64,4
5395,6			64,4				62,7
5337,5			59,1				

regenden Linie, m eine natürliche ganze Zahl, 1, 2, 3 usw., und k die gemeinsame Differenz. Den Wert von k erhält man, indem man die Differenz zwischen der Wellenlänge der erregenden Linie und jener irgendeiner anderen Linie bildet und sie durch den besonderen Wert von m dividiert, der die Stellung der in Rede stehenden Linie in der Serie bestimmt. Diese Anordnung ist in einer früheren Arbeit von Wood und Hackett[1]) über die Resonanzspektren des Natriums angewandt worden, weil sie die doppelte Diskrepanz vermeidet, die bei Verwendung der anderen Anordnung entsteht. Die auf diese Weise erhaltenen Werte von k für die von der grünen Quecksilberlinie erregten Serie sind in der Spalte „e" mitgeteilt, die mit der Spalte „a" zu vergleichen ist.

Beim Natriumdampf wurde die Zunahme des Wertes von k mit zunehmender Wellenlänge in vielen Fällen beobachtet, obschon die Zunahme nicht so ausgeprägt war wie beim Jod.

Umwandlung von Resonanzspektren durch Gase der Heliumgruppe.

Die Einführung von Helium in die Vakuumröhre mit Jodfüllung führt, wie bereits gezeigt worden ist, zur Entwicklung des Bandenspektrums, das man erhält, wenn man den Dampf mit weißem Licht erregt. Ein Photogramm des Bandenspektrums mit den übergelagerten Resonanzlinien, das vom Lichte des Quecksilberbogens erregt wurde, während der Joddampf mit Helium unter einem Drucke von 5 mm vermischt war, ist in Fig. 6 wiedergegeben. Das Bandenspektrum erscheint schwach, wenn das Helium unter einem Drucke von 1 mm oder darunter steht, und mit zunehmendem Drucke des Heliums nimmt auch die Intensität des Bandenspektrums zu, während jene des Resonanzspektrums abnimmt, so daß jedoch die gesamte ausgesandte Lichtmenge ungefähr dieselbe bleibt. Es ist noch eine offene Frage, ob beide Spektren gleichzeitig von demselben Molekül ausgesandt werden. Ich bezweifle das sehr, denn es erscheint wahrscheinlicher, daß, wenn das Helium unter sehr niedrigem Drucke steht, das Bandenspektrum nur von jenen Molekülen ausgesandt wird, die sich im Augenblicke gerade innerhalb der Einflußsphäre eines Heliummoleküls befinden. Es ist möglich, daß eine augenblickliche Verbindung zwischen einem Heliumatom und einem Jodatom, entweder normal, oder unter der Einwirkung des Lichtes, bestehen kann. Sir J. J. Thomson hat gefunden, daß derartige augenblickliche Verbindungen zwischen Atomen in Vakuumröhren vorkommen, die Kanalstrahlen liefern, was die Chemiker als unmöglich erachten würden. Es würde äußerst interessant sein, die positiven Strahlen, die in einem Gemisch von Helium und Jod erregt werden, nach der wunderschönen Methode von Thomson zu untersuchen.

Es erschien von größter Wichtigkeit, das Verhalten der übrigen Gase der Heliumgruppe in dieser Hinsicht zu untersuchen. Wie nämlich in einer früheren Untersuchung von Wood und Franck gezeigt worden ist, sind die gewöhnlicheren Gase, Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff usw., gänzlich ohne Einfluß auf die Entwicklung des Bandenspektrums. Dank der Freundlichkeit und dem Interesse von Sir William Ramsay und Professor Collie standen mir die Gase Argon, Neon, Krypton und Xenon zur Verfügung.

Wir wollen das Verhalten der Gase in der Reihenfolge ihrer Molekulargewichte betrachten.

In Helium, dessen Molekulargewicht 4 ist, ist bei einem Drucke von 10 mm das Bandenspektrum sehr stark und kaum eine Spur des Resonanzspektrums vorhanden. In Neon (Molekulargewicht 20) ist bei demselben Druck das Resonanzspektrum verhältnismäßig viel stärker. Das steht teilweise in Einklang mit der Anschauung, die Franck und Wood in einer früheren Arbeit mit Bezug auf die Beziehung zwischen der Affinität eines Gases gegenüber Elektronen und seiner Wirksamkeit für die Vernichtung der Fluoreszenz geäußert haben. Nach den Untersuchungen von Franck hat Neon die geringste Elektronenaffinität von sämtlichen Gasen, sogar eine noch geringere als Helium. Nach unserer Theorie vernichtet ein Gas, wenn es eine große Affinität gegen Elektronen hat, die Emission aller jener fluoreszierenden Moleküle vollkommen, die sich im Augenblick gerade innerhalb der Wirkungssphäre eines der Gasmoleküle befinden, ohne indessen die Natur der Strahlung jener Jodmoleküle zu beeinflussen, die sich im Augenblick gerade außerhalb der Wirkungssphäre befinden. Das bedeutet, daß in dem Maße, wie der Druck des Gases gesteigert wird, mehr und mehr Jodmoleküle sich in einem gegebenen Augenblick innerhalb der Wirkungssphäre befinden und immer weniger und weniger von ihnen Licht aussenden. Das Resonanzspektrum verbleicht daher allmählich, ohne daß eine Spur des Bandenspektrums erscheint. Bei einem Gase mit geringer Affinität zu Elektronen finden wir, daß es unter verhält-

1) Wood and Hackett, Astrophys. Journ. **30**, Nr. 5. 1909.

nismäßig hohem Drucke zugegen sein kann, ohne daß irgendwelche große Verringerung im Gesamtbetrage des vom Jod ausgesandten Lichtes stattfindet, und daß es auf irgendeine Weise, über deren Natur wir einstweilen keinerlei Vermutungen äußern können, dahin wirkt, die Energie von dem erregten Elektronensystem auf alle übrigen im Molekül vorhandenen Systeme zu übertragen. Es entsteht nunmehr die Frage, ob die Wirksamkeit dieser Gase, die dahin geht, das Bandenspektrum zu entwickeln, von ihrem Molekulargewicht oder von irgendeiner anderen Eigenschaft abhängig ist. Neon ist fünfmal so schwer wie Helium; dennoch ist bei demselben Drucke (10 mm) das Resonanzspektrum verhältnismäßig viel stärker. Wir können über die genauen Beziehungen nichts ganz Sicheres aussagen, solange nicht photometrische Messungen der Intensität des Resonanzspektrums des Jods und seines Bandenspektrums in den Gasen der Heliumgruppe bei verschiedenen Drucken angestellt worden sind.

In Argon ist bei 6 mm Druck die gesamte ausgesandte Lichtmenge viel kleiner als in Neon und Helium bei 10 mm Druck, aber das Resonanzspektrum ist im Verhältnis zum Bandenspektrum stärker als in Neon bei 10 mm Druck. In Krypton (Molekulargewicht 83) bei 1,7 mm Druck ist die Intensität des ausgesandten Lichtes auf ungefähr die Hälfte ihres ursprünglichen Wertes herabgesetzt, und das Spektroskop zeigt nur eine ganz schwache Spur des Bandenspektrums, während praktisch alles Licht in den Resonanzlinien lokalisiert bleibt, wie es bei den gewöhnlichen Gasen der Fall ist. In Xenon (Molekulargewicht 130) ergibt sich bei 1,5 mm Druck die Intensität als auf etwa ein Viertel ihres ursprünglichen Wertes herabgesetzt, ohne irgendwelche Spur des Bandenspektrums. Helium, das leichteste dieser Edelgase, scheint somit für die Entwicklung des Bandenspektrums das wirksamste zu sein. Ich hatte erwartet, Neon wirksamer zu finden als Helium, weil es nach Franck eine geringere Affinität für Elektronen hat und höchst bemerkenswerte elektrische Eigenschaften zeigt. Herr Professor Collie zeigte mir eine ungefähr ein halbes Meter lange Röhre, die Neon unter einem Drucke von anderthalb Atmosphären enthielt, und durch welche die Entladung eines Induktors lieber hindurchging als durch eine zu der Röhre parallel geschaltete Luftfunkenstrecke von weniger als einem Zentimeter. In Neon ist jedoch die Intensität des ausgesandten Lichtes ungefähr dieselbe wie in Helium unter demselben Drucke, und sie ist viel mehr auf die Resonanzlinien lokalisiert.

Dieser Punkt erfordert eine eingehendere Untersuchung, denn ich war nicht in der Lage, auf diesen Teil der Untersuchung mehr als die zwei bis drei letzten Tage unmittelbar vor meiner Abreise von London zu verwenden.

Polarisation des Lichtes in Resonanzspektren.

Die Polarisation des Lichtes fluoreszierender Gase ist von mir vor mehr als drei Jahren entdeckt worden[1]). Sie ergab sich beim Natrium- und Kaliumdampf als viel stärker als beim Joddampf. Dieser Punkt wurde wegen seiner großen Wichtigkeit im Hinblick auf die Entstehungsgeschichte der Resonanzspektren wieder aufgenommen, und ich finde nunmehr, daß es möglich ist, beim Joddampf eine beinahe so starke Polarisation zu finden, wie ich sie früher beim Natrium beobachtet hatte. Das rührt vermutlich von dem Umstande her, daß ich bei der früheren Arbeit kleine Glaskugeln benutzt hatte, die sehr wohl unzureichend entluftet gewesen sein können. Bei den Resonanzspektren fühlte ich mich von meinen Beobachtungen nie ganz befriedigt, obschon ich Ergebnisse erhielt, die ich als brauchbare Beweise dafür ansah, daß bei Erregung der Fluoreszenz mit polarisiertem monochromatischen Licht das Licht in sämtlichen Linien des Resonanzspektrums polarisiert war. Das ist in der vorliegenden Arbeit nach einer Methode bestätigt worden, die keinen Zweifel zuläßt.

Der prozentische Betrag der Polarisation wurde zunächst bei Joddampf bestimmt, der mit polarisiertem weißen Lichte erregt worden war, und zwar nach der Methode, die ich bei der früheren Untersuchung angewandt hatte.

Es stellte sich heraus, daß die Savartschen Streifen durch zwei Glasplatten unter einem Winkel von 43° und durch eine Glasplatte unter einem Winkel von 56° vernichtet werden konnten, und der Betrag der Polarisation ergibt sich in beiden Fällen zu 17 v. H. Für Natriumdampf fand ich eine Polarisation von 20 v. H. oder bei sehr verdünntem Dampfe bei niedriger Temperatur sogar von 30 v. H. Die Polarisation war leicht zu beobachten, wenn die Fluoreszenz durch den Quecksilberlichtbogen erregt wurde, und zwar erwies sich die große Glaskugel von 20 cm Durchmesser, die ich benutzte, um die Fluoreszenz einem großen Auditorium vorzuführen, als am besten geeignet für die Untersuchung. Das Licht des Bogens wurde zunächst mit Hilfe eines großen Kondensers parallel gemacht, ging dann durch ein Nicolsches Prisma von ungefähr 13 cm Öffnung und wurde schließlich durch einen zweiten Kondenser im Mittelpunkte der Kugel vereinigt. Auf einer Seite

1) Wood, Phil. Mag. 1908.

der Kugel wurde eine große Savartsche Platte angebracht, und die Streifen wurden durch ein zweites großes Nicol betrachtet. Es war zunächst notwendig, alle Reflexionen polarisierten Lichtes an den Wänden der Kugel und des Zimmers zu beseitigen. Das wurde mit Hilfe passend aufgestellter Schirme und eines Hintergrundes aus schwarzem Samt bewerkstelligt. Um mich davon zu überzeugen, daß die Streifen ganz und gar von dem fluoreszierenden Joddampf herrührten, berührte ich die Wand der Kugel mit einem Stückchen Watte, das mit flüssiger Luft getränkt war. Dadurch wurde der Dampf sofort kondensiert und die Fluoreszenz sowie jede Spur der Streifen vernichtet, und der Hintergrund erschien vollkommen schwarz. Es ist natürlich notwendig, die Kugel in solcher Stellung zu halten, daß keine der inneren Reflexionen aus der Gegend kommt, in der man die Streifen beobachtet.

In Fig. 7 sehen wir ein Photogramm der Fluoreszenz des vom Quecksilberlichtbogen erregten Dampfes ohne Nicols und ohne Savartsche Platte, und in Fig. 8 ein Photogramm der Savartschen Streifen, die den Kegel des Fluoreszenzlichtes kreuzen. Ich glaubte, daß sich möglicherweise der prozentische Betrag durch Verringerung der Dichte des Joddampfes steigern ließe. Die geneigten Platten, durch welche die Polarisation kompensiert wurde, wurden unter einem solchen Winkel eingestellt, daß sie eben das Verschwinden der Streifen herbeiführten; unter diesen Bedingungen führte jede Zunahme des Polarisationsbetrages das Auftreten der Streifen herbei.

Nun wurde die Außenseite der Kugel mit Watte berührt, die mit flüssiger Luft getränkt war; die Folge davon war eine rasche Kondensation des Joddampfes. Der Fluoreszenzlichtkegel verblaßte allmählich, aber die Savartschen Streifen erschienen nicht wieder, obwohl die beim Natriumdampf erhaltenen Ergebnisse mich annehmen ließen, daß bei den niedrigsten mit sichtbarer Fluoreszenz vereinbaren Dampfschichten eine gesteigerte Polarisation zu erwarten sei. Eine Erwärmung der Kugel zwecks Erhöhung der Dampfdichte über den Wert hinaus, den sie bei Zimmertemperatur hat, setzte anscheinend den Betrag der Polarisation nicht herab, obwohl die Intensität der Fluoreszenz beträchtlich herabgemindert wurde.

Danach wurde die Polarisation der Resonanzlinien untersucht. Diesen Punkt betrachte ich als einen der wichtigsten in der ganzen Untersuchung, denn wenn die von polarisiertem monochromatischem Lichte erregten hellen Linien ihrerseits polarisiert sind, so ist das ein Zeichen dafür, daß die gerichtete Bewegung, über die die Lichtwellen zum resonierenden Elektron hingehen, als gerichtete Bewegung auf die übrigen Elektronen, oder was die Emissionszentren der hellen Linien des Resonanzspektrums sonst sein mögen, übergegangen ist. Die Savartschen Streifen wurden gebildet wie zuvor und durchschnitten senkrecht den horizontalen Fluoreszenzlichtkegel, der durch das vom Quecksilberlichtbogen ausgehende polarisierte Licht erregt wurde. Ein Schirm aus schwarzem Papier mit einer ungefähr 3 cm langen und 2 mm hohen horizontalen Öffnung wurde nun zwischen die Kugel und die Savartsche Platte so aufgestellt, daß die Öffnung den hellsten Teil des Fluoreszenzkegels bedeckte. Wenn man durch den Analysator hindurchsah, so sah man die Öffnung hell erleuchtet, mit Ausnahme der dunklen Stellen, wo sie die Savartschen Streifen bedeckte. Ein geradsichtiges Prisma mit hoher Dispersion wurde nun in solcher Orientierung vor das Auge gehalten, daß es vertikale Dispersion ergab. Es war deutlich ein vertikales Spektrum oder eine Reihe von Bildern der Öffnung zu sehen, die den hellsten Linien des Resonanzspektrums entsprachen, und die Streifen schnitten quer durch alle diese Bilder (siehe Fig. 9) und waren in den Bildern, die solchen Wellenlängen entsprachen, welche in dem Quecksilberlichtbogen nicht vorhanden sind, gerade so deutlich wie in den Bildern, die von Licht herrührten, das ohne Wellenlängenänderung von dem Dampfe wieder ausgesendet wird (Resonanzstrahlung). Diese Methode war weit befriedigender als die beim Natriumdampf zu demselben Zwecke angewandte und lieferte Ergebnisse, hinsichtlich derer kein Zweifel möglich war. Der Zusatz von Helium scheint den Betrag der Polarisation herabzusetzen, denn in der Kugel, die Helium unter einem Drucke von 10 mm enthielt, wurde die Polarisation nur zu 13 v. H. ermittelt gegenüber 17 v. H., die gefunden wurden, als sich der Joddampf im Vakuum befand. In Helium unter 10 mm Druck wird das Resonanzspektrum vollständig durch das Bandenspektrum ersetzt, und der Umstand, daß noch eine Polarisation vorhanden ist, ist ein Zeichen dafür, daß die polarisierte Schwingung auf die übrigen Elektronensysteme übergegangen ist.

Resonanzspektren mit dem Stufengitter.

Durch die Liebenswürdigkeit des Herrn Twyman, der mir eine Anzahl von der Hilger-Company hergestellter Stufengitter zur Ver-

fügung stellte, war ich in der Lage, eine vorläufige Untersuchung über das Auftreten von Resonanzspektren mit hohem Auflösungsvermögen anzustellen. Die erste Untersuchung war sehr entmutigend, denn die Breite der Linien erwies sich als so groß wie der Abstand zwischen den einzelnen Ordnungen, oder als noch größer. Ich beobachtete aber sogleich, daß dieselben Verhältnisse bei den erregenden Strahlungen des Quecksilberlichtbogens herrschten, und zwar wegen der großen Dichte des Quecksilberdampfes in der rotglühenden Quarzglasröhre. Ich löschte deshalb die Quecksilberdampflampe und ließ sie abkühlen. Als ich die Lampe wieder entzündete, war die Fluoreszenz des Joddampfes anfangs zu schwach, um eine Beobachtung mit dem Stufengitter zu gestatten; als sie aber allmählich in dem Maße heller wurde, wie die Temperatur und die Intensität der Quecksilberlampe zunahmen, erschienen die Linien und wurden deutlich schmaler beobachtet als der Abstand zwischen den einzelnen Ordnungen. Überdies schien ihre Breite dieselbe zu sein wie die der erregenden Linien des Bogens, die wegen des diffusen Lichtes viel stärker hervortraten als die Resonanzlinien. In demselben Maße wie die Bogenlinien breiter wurden, nahmen auch die Resonanzlinien an Breite zu, bis sie infolge des gegenseitigen Übereinandergreifens der einzelnen Ordnungen zu einem kontinuierlichen Bande verschmolzen. Die Rechnung zeigte, daß die Breite der Linien, als sie zuerst im Stufengitter zu beobachten waren, von der Größenordnung des zwanzigsten Teiles des gegenseitigen Abstandes der D-Linien war. Es erscheint wahrscheinlich, daß man bei weiterer Verbesserung der Bedingungen eine noch eingehendere Untersuchung der Resonanzspektren mit dem Stufengitter wird anstellen können. Zu diesem Zwecke wird man die Fluoreszenz durch einen in Glas brennenden Quecksilberbogen von niedrigerer Temperatur erregen müssen. Vermutlich würde man die gewünschten Ergebnisse mit einer langen Jodröhre erhalten können, die längs der Achse einer Cooper-Hewitt-Lampe so verlaufen würde, daß sie mit Ausnahme der Enden vollständig von dem Bogen umhüllt wäre.

Es ist mir gelungen, Resonanzspektren des Joddampfes mit anderen monochromatischen Erregungsarten zu erhalten, doch habe ich sie bisher noch nicht untersucht.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. September 1911.)

Über Interferenzpunkte an einem System rechtwinkliger Prismen.

Von Hans Schulz.

Gelegentlich einiger Arbeiten mit einem System von zwei rechtwinkligen Prismen, wie es zu der Erzeugung der Lummer-Haidingerschen Ringe verwendet wird[1]), wurde ich auf eine Erscheinung geführt, deren eingehende Behandlung mir des Interesses wert erschien. Es zeigte sich bei passender Anordnung der Prismen ein eigentümliches System farbiger Punkte, welches nur durch Überlagerung zweier Interferenzstreifensysteme hervorgerufen sein konnte. Um über den Ursprung dieser beiden Interferenzstreifensysteme Klarheit zu erhalten, soll zunächst der Strahlenverlauf in der Anordnung betrachtet werden, in der ich sie experimentell am besten beobachten konnte.

Legt man zwei rechtwinklige Prismen mit den Hypotenusenflächen derart aneinander, daß zwischen beiden Hypotenusenflächen eine dünne Luftschicht entsteht, und blickt senkrecht zu dieser Luftschicht nach einer durch eine Quecksilberlampe erleuchteten Mattscheibe, so sieht man in dem Teil $AA'B'B$ ein Interferenzstreifensystem, wie es in Fig. 1 angedeutet ist.

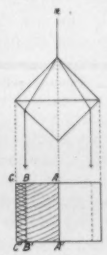


Fig. 1.

Die Gestalt der Streifen ist abhängig von der Form der Luftschicht zwischen beiden Kathetenflächen. Im Teil $BB'C'C$ sieht man, wenn auch infolge seiner geringen Intensität äußerst schwach, zwei gekreuzte Streifensysteme, sobald die Streifen im Teil $AA'B'B$ nicht parallel oder senkrecht zur Kante AA' liegen. Wie aus der Fig. 1 hervorgeht, entspricht der Teil $AA'B'B$ den Gebieten, in welchen die Strahlen nach zweimaliger Brechung das Prisma verlassen, während in den schmäleren Zonen $BB'C'C$ nur Licht austreten kann, welches im Innern der Prismen mehrfach reflektiert worden

1) Lummer, Ann. d. Phys. (4) **22**, 54, 1907.

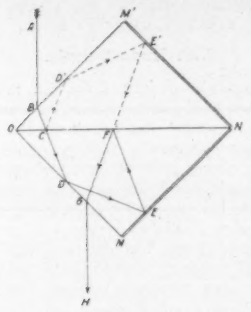


Fig. 2.

ist. In Fig. 2, in der ONM bzw. ONM' die rechtwinkligen Prismen bezeichnen, zwischen deren Hypotenusenflächen sich eine dünne Luftschicht befindet, fällt ein Strahl AB unter 45^0 auf die Fläche OM' auf. Dieser Strahl wird in C teils reflektiert, teils gebrochen, um in seinen Teilen längs $CDEFG$ bzw. $CD'E'FG$ zu verlaufen und längs GH parallel zu B auszutreten. Es geht hieraus hervor, daß in der Tat in den Gebieten $BB'C'C$ (vergl. Fig. 1) mehrfach reflektierte Strahlen zum Austritt gelangen werden, welche sehr geringe Intensität besitzen, da bei E bzw. E' der größte Teil der Intensität aus den Prismen austritt, während ein geringer Teil im Prisma verbleibt und zu der Erscheinung in dem eben erwähnten Strahlengebiet Veranlassung gibt. Durch Versilberung der Flächen NM bzw. NM' muß somit die Intensität der Erscheinung merklich erhöht werden, was sich bei dem Versuch bestätigte. Gleichzeitig trägt die Versilberung dazu bei, daß das vor der Versilberung enge Gebiet der gekreuzten Interferenzsysteme sich erweitert, da die Gebiete $AA'BB'$ vollkommen verschwinden, weil alles längs der Fläche OM' in das Prisma $OM'N$ eintretende Licht gezwungen ist, im Prisma zu verbleiben und erst nach mehreren Reflexionen, wie beschrieben, austreten kann.

Die Entstehung der Interferenzerscheinung ist also auf folgende Weise zu erklären:

Der längs $CDEF$ verlaufende Teil des Strahles AB wird bei C in der dünnen Luftschicht in eine Anzahl Strahlen aufgespalten, welche zu einer Interferenzerscheinung im durchgehenden Licht Veranlassung geben, die aber durch die drei nachfolgenden Reflexionen bei D, E und F längs einer, zum Prismenhauptschnitt senkrechten Geraden, gespiegelt erscheint. Der zweite Teil des Strahles, welcher längs $D'E'F$ verläuft, erzeugt diese Interferenz-Erscheinung beim Durchgange durch die Luftschicht ON im Punkte F. Sie erscheint dem bei H befindlichen Beobachter direkt. Auch wenn man die reflektierten Interferenzphänomene betrachtet, so ergibt sich, daß die dem reflektierten Phänomen zukommenden Interferenzstreifen gekreuzt erscheinen müssen.

Bei dünner, nicht planparalleler Luftschicht entstehen die Interferenzen gleicher Dicke in der Luftschicht selbst. Es müssen also bei geeigneter Betrachtungsweise beide Komponenten der gekreuzten Interferenzen vom Beobachter getrennt wahrgenommen werden können, da ja die Entfernungen der Orte der Einzelsysteme vom Auge des Beobachters verschieden sind. In der Tat findet man, daß bei Beobachtung mit einem Fernrohr großer Brennweite bei Interferenzen gleicher Dicke stets nur ein System mit möglichster Schärfe eingestellt werden kann. Dieselbe Schwierigkeit machte sich auch bei dem Versuch geltend, die Interferenzpunkte zu photographieren. Nur mit relativ kleiner Brennweite gelang es, beide Systeme gleichzeitig genügend scharf zu erhalten. Auch die Erweiterung der Zone, in welcher die gekreuzten Interferenzstreifen entstehen können, entspricht vollkommen der oben angegebenen Theorie. In Fig. 3 sind die Grenzstrahlen der

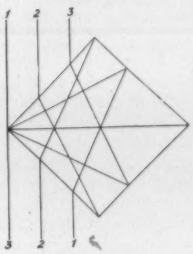


Fig. 3.

Erscheinung angegeben; die Umkehr der Strahlen in den Ecken des Prismas erklärt sich durch zweimalige Reflexion; es muß also die Erscheinung symmetrisch zu dem Bilde der Prismenkanten M und M', welches längs des Strahles 2 (Fig. 3) entsteht, gelagert sein. Eine Reproduktion nach einer photographischen Aufnahme (Fig. 4) zeigt in der Tat dieses Verhalten[1]). Auch bei planparalleler Luftschicht zwischen den Hypotenusenflächen entstehen gekreuzte Interferenzen, welche aber im Gegen-

1) Aufgenommen mit Quecksilberdampflampe. Belichtung ca. 15 Sekunden.

Fig. 4.

satz zu den Interferenzen gleicher Dicke gleichzeitig scharf erscheinen, da der Ort beider Systeme im Unendlichen liegt.

Es folgt für die Interferenzen gleicher Neigung unmittelbar, daß die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel in der Luftschicht gegeben ist durch die Formel

$$I = \frac{4r^2 \sin^2 \delta/_2 \cdot (1-r^2)^2}{[(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \delta/_2]^2},$$

wobei

$$\delta = \frac{4\pi n d \cos\gamma}{\lambda}.$$

Es ist darin mit d die Dicke der Luftschicht, mit n der relative Brechungsindex, mit γ der Einfallswinkel und mit λ die benutzte Wellenlänge bezeichnet. r ist der Reflexionskoeffizient, der für unversilberte Hypotenusenflächen bei senkrechter Inzidenz $r = 0{,}04$ ist. Je höher nun der Reflexionskoeffizient wird, desto günstiger wird die Intensitätsverteilung für die Beobachtung, wie es ja auch schon von Lummer, Pérot und Fabry für die Interferenzen an planparallelen Platten nachgewiesen worden ist. In Fig. 5 sind die Intensitäts-

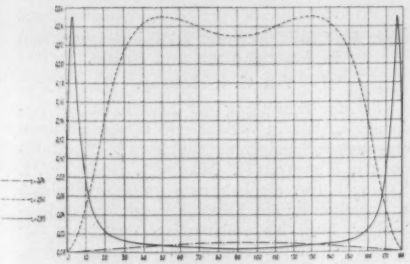


Fig. 5.

verteilungen für $r = 0{,}04$; $r = 0{,}50$ und $r = 0{,}95$ dargestellt. Wie hieraus hervorgeht, ist eine Eigentümlichkeit der hier beschriebenen Anordnung die, daß die Interferenzstreifen infolge der Überlagerung von reflektierten und durchgelassenen Phänomenen bei passender Wahl des Reflexionskoeffizienten ein Doppelstreifensystem zeigen, wie es sonst nur in polarisiertem Licht auftreten kann. Bei passender Versilberung der Hypotenusenflächen gelang es mir, die gekreuzten Doppelstreifensysteme zu sehen. Die Doppelstreifen waren haarscharf und glänzend, was auch nach der in Fig. 5 wiedergegebenen Intensitätsverteilung zu erwarten ist. Für $r = 0{,}95$ zeigt sich, daß das äußerst schmale Maximum eine Intensität besitzt, die nahezu ein Viertel derjenigen des einfallenden Lichtes ist, so daß die Beobachtung auch bei nicht allzu hellen Lichtquellen möglich ist.

Auf die Auflösungsfähigkeit dieses Systems und die Möglichkeit seiner Benutzung zur Unterscheidung kleinster Wellenlängendifferenzen will ich noch später zurückkommen.

Für die Hilfe bei der Anfertigung der photographischen Aufnahmen möchte ich nicht verfehlen, Herrn Hans Schmidt auch an dieser Stelle meinen Dank auszusprechen.

Friedenau, Optische Anstalt C. P. Goerz, den 13. Oktober 1911.

(Eingegangen 27. Oktober 1911.)

Über den Nachweis der Aktiniumemanation in aktiniumhaltigen Mineralien.

Von G. v. Hevesy.

Gelegentlich seiner Untersuchungen über die relative Aktivität der radioaktiven Bestandteile von Uranmineralien, fand Boltwood[1]), daß in der durch Lösungen von Uranmineralien streichenden Luft sich keine Aktiniumemanation nachweisen läßt, obzwar die dem Aktinium zukommende Aktivität etwa 1/4 der gesamten Uranaktivität ausmacht und die Abgabe von Emanation durch die pulverisierte feste Substanz sich auch mit Leichtigkeit nachweisen ließ. Herr Prof. Rutherford veranlaßte mich zu untersuchen, wie weit hier ein prinzipiell verschiedenes Verhalten der Aktiniumemanation vorliegt, da bekanntlich Thorium und Radiumemanation aus den Lösungen ihrer Salze leichter entweichen als aus der festen Substanz.

Nachdem gezeigt wurde, daß die durch einen Luftstrom mitgeführte Aktiniumemanation durch Wasser bzw. wässerigen Lösungen streichen kann und daß ein rascher Luftstrom, unter gewissen Vorsichtsmaßregeln, sogar mehr Emanation aus der Lösung eines Aktiniumpräparates herauszutreiben vermag als aus dem festen Präparate, wurden Versuche mit

1) Amer. Journ. of Science **25**, 270, 1908.

Pechblende-Lösungen angestellt. Die oben erwähnten Vorsichtsmaßregeln sind die folgenden: Der Raum zwischen dem kleinen Waschfläschchen, das die aktiniumhaltige Lösung enthält, und dem Emanations-Elektroskop, in welchem die Emanation nachgewiesen wird, wird möglichst klein gewählt. Man zieht ferner vor, das unvermeidliche Volumen mit Wasser — oder anderer wenig absorbierender Flüssigkeit — zu füllen, als mit Luft. Durch ein Luftvolumen wirbelt nämlich die emanationshaltige Luft hindurch, durch ein Flüssigkeitsvolumen streicht sie in der Form eines schmalen Zylinders. Im ersten Falle hat die kurzlebende Emanation mehr Zeit zu zerfallen als im zweiten. Strich die emanationshaltige Luft durch die leere, 5 ccm fassende Waschflasche, so wurde nur etwa $\frac{1}{3}$ der Emanationsmenge im Elektroskop von dieser nachgewiesen, welche hereingelangte, falls die Waschflasche 4 ccm Wasser enthielt, trotzdem daß Wasser die Emanation nicht unerheblich absorbiert! (Siehe dazu die folgende Abhandlung.)

Versuche Aktiniumemanation in Pechblendelösungen nachzuweisen.

Etwa 1 g feinpulverisierte Joachimsthaler Pechblende löste man in heißer konzentrierter Salpetersäure, filtrierte von der unaufgelöst gebliebenen Kieselsäure ab, kochte die Lösung mehrere Stunden hindurch, um die Radiumemanation zu entfernen, und dampfte die Lösung auf wenige Kubikzentimeter ein. 2,5 ccm dieser Lösung wurden in eine Waschflasche von 3,5 ccm Inhalt gefüllt und die Waschflasche in den aus der mit komprimierter Luft, Trockenvorrichtung und Elektroskop bestehenden Versuchskreis geschaltet. Die mit 0,4 ccm pro Sekunde strömende Luft zeigte eine Aktivität von 2 Teilstrichen pro Minute, die mit 0,6 ccm streichende Luft eine von 3 Teilstrichen pro Minute. Eine Wiederholung der Versuche mit etwa 1,5 g Pechblende ergab bei der Geschwindigkeit von 0,4 ccm pro Sekunde die Aktivität von 3 Teilstrichen pro Minute.

Der Nachweis, daß die von uns gemessene Aktivität tatsächlich von dem Zerfall der in die Ionisierungskammer gelangten Emanation des Aktiniums und nicht durch die des Thoriums oder Radiums herrührt, bietet, dank dem großen Unterschiede, welche die Perioden dieser Produkte aufweisen, keine Schwierigkeit. Die Halbwertszeit der Aktiniumemanation beträgt 3,9, die des Thoriums 53,5, die des Radiums $3{,}3 \cdot 10^5$ sec; unterbricht man den die Emanation mit sich führenden Luftstrom und setzt die elektroskopische Beobachtung ohne Unterbrechung fort, so muß im Falle der Aktiniumemanation bereits im Laufe der ersten Minute praktisch verschwinden, im Falle der Thoriumemanation ein beträchtlicher Teil verschwunden sein, im Falle der Radiumemanation jedoch die ursprüngliche Aktivität unvermindert vorhanden sein.

Nach der Unterbrechung des die Emanation mitführenden Luftstromes, der eine Aktivität von 3,05 erzeugte, beobachtete man in der ersten halben Minute eine Gesamtaktivität von 0,5 Teilstrichen pro Minute, gleich 16 Proz. der Emanationsaktivität, statt der theoretischen 18 Proz. (berechnet nach der Formel

$$J_t = \frac{J_0}{30} \int_0^{30} e^{-\lambda t} dt).$$

In einem anderen Falle wurde die Aktivität zwischen 30 und 60 sec nach der Unterbrechung gemessen und ergab 14 Proz. der Emanationsaktivität statt dem berechneten von 10 Proz. (berechnet nach der Formel $J_t = \frac{J_0}{30} \int_{30}^{60} e^{-\lambda t} dt$).

Mit Rücksicht auf die gemessenen geringen Aktivitäten ist diese Übereinstimmung eine genügend gute; überlegt man noch, daß im Falle von Radiumemanation die Aktivität durch Unterbrechung des Luftstromes überhaupt nicht beeinflußt wird und daß die benutzte Pechblende nach Boltwood[1]) kein Thorium enthält, so folgt aus dem Obigen, daß die von uns beobachtete, aus der Pechblende-Lösung herrührende Emanation die des Aktiniums war.

1) Boltwood l. c.

(Eingegangen 14. November 1911.)

Über die Löslichkeit von Aktiniumemanation in Flüssigkeiten und Kohle.

Von G. v. Hevesy.

Bei der Ermittlung der Löslichkeit der Radiumemanation in Wasser und in verschiedenen organischen Flüssigkeiten wendeten v. Traubenberg[1]), Himstedt[2]), Mache[3]), Hofmann[4]), Kofler[5]) usw. die bekannte statische Methode an, schüttelten die Flüssigkeit mit emanationshaltiger Luft, bis vollständige Verteilung der Emanation zwischen den zwei Phasen eintrat, und ermittelten danach die noch vorhandene Aktivität der Luft bzw. der Flüssigkeit. Da die Lebensdauer der Radiumemanation eine sehr große ist im Verhältnis zu der, zu ihrer Ver-

1) Diese Zeitschr. **5**, 130, 1904.
2) Diese Zeitschr. **5**, 210, 1904.
3) Wiener Ber. **113**, 1329, 1904.
4) Diese Zeitschr. **6**, 337, 1905.
5) Diese Zeitschr. **9**, 6, 1908.

teilung zwischen den zwei Phasen erforderlichen Zeit, so bietet hier die Anwendung der obenerwähnten statischen Methode keine Schwierigkeiten.

Anders bei der Ermittlung der Löslichkeit von Thoriumemanation. Die kurze Halbwertzeit dieses Produktes, die kaum eine Minute beträgt, erschwert die Ausführung der Versuche; da jedoch, wie Klaus[1]) fand, eine praktisch vollkommene Verteilung der Thoriumemanation zwischen Luft und kräftig geschütteltem Petroleum bereits nach anderthalb Minuten stattfindet, also nach einer Zeit, wo noch 30 Proz. der ursprünglich anwesenden Emanation unzerfallen vorhanden ist, konnte letzterer noch die Löslichkeit von Thoriumemanation in Wasser und Petroleum nach der Schüttelmethode ermitteln.

Die Halbwertzeit der Aktiniumemanation beträgt nur 3,9 sec, schütteln wir die letztere enthaltende Luft mit einer Flüssigkeit, und nehmen wir an, daß die Gleichgewichtsverteilung, wie im Falle der Thoriumemanation, anderthalb Minuten erfordert, so ist nach dem Ablaufe dieser Zeit nur noch das $9 \cdot 10^{-8}$fache der ursprünglich anwesenden Emanationsmenge vorhanden. Da demnach die Ermittlung der Löslichkeit der Aktiniumemanation in Flüssigkeiten nach der „Schüttelmethode" ausgeschlossen erschien, wurde eine dynamische „Strömungsmethode" angewandt.

Die Grundlage dieser Methode ist die folgende: Läßt man einen emanationshaltigen Luftstrom durch eine Flüssigkeit rieseln, so wird ein Teil der Emanation von der letzteren absorbiert, und die Verminderung der Aktivität des Luftstromes bietet ein Maß der absorbierten Emanationsmenge. Im Gegensatze zur Schüttelmethode, wo eine möglichst weitgehende Konvektion erstrebt wird, sucht man diese hier gänzlich zu vermeiden und allein Absorptions- und Diffusionsvorgänge zuzulassen — zwei Vorgänge, von welchen der erstere, die Absorption der Grenzschicht, nach unserer Annahme — die durch die Erfahrungen der Absorptionschemie[2]) gestützt wird — momentan stattfindet, und der zweite, der Diffusionsvorgang, rechnerisch verfolgt werden kann. Diese Überlegung ist jedoch nur bei der quantitativen Ermittlung der Löslichkeit erforderlich, bei der zuerst zu besprechenden qualitativen Bestimmung der Löslichkeit können so Konvektion wie Diffusion wirksam sein, vorausgesetzt, daß die relativen äußeren Bedingungen in allen Fällen dieselben sind.

1) Diese Zeitschr. **6**, 820, 1905.

2) Siehe z. B. Freundlich, Kapillarchemie, und Mac Bain, Zeitschr. f. phys. Chemie **68**, 481, 1910.

Qualitative Ermittlung der Löslichkeit der Aktiniumemanation in Flüssigkeiten.

Schalten wir eine absorbierende Flüssigkeit zwischen die Quelle der Aktiniumemanation und der Ionisierungskammer des Elektroskops, so kommt das auf dasselbe heraus, wie wenn wir den Weg der Emanation, oder die Zeit, welcher die Emanation bedarf, um von ihrer Quelle in die Ionisierungskammer zu gelangen, verlängert hätten. Ist die beobachtete Aktivität im Falle einer nicht absorbierenden Flüssigkeit $Ie^{-\lambda t}$ — wo t die Zeit bedeutet, welcher die Emanation bedarf, um die Ionisierungskammer zu erreichen — so wird sie im Falle einer absorbierenden Flüssigkeit $Ie^{-\lambda t'}$, und $Ie^{-\lambda t'}$ bzw. t' wird zum qualitativen Maße der Löslichkeit.

Die Aktivität, welche nach dem Hindurchschreiten eines Aktiniumemanation enthaltenden Luftstromes durch die betreffende 3 cm hohe Flüssigkeitsschicht beobachtet wurde, ist aus der Tabelle 1 zu ersehen. Die Werte stellen den Mittelwert von 5 voneinander wenig verschiedenen Bestimmungen dar, und beziehen sich auf Zimmertemperatur und die Strömungsgeschwindigkeiten von 0,12, 0,15 bzw. 0,20 ccm pro sec. Sie sind mit der Hilfe des weiter unten beschriebenen Emanationselektroskopen ermittelt.

Tabelle 1.

Strömungsgeschwindigkeit in ccm per sec	0,12	0,15	0,20
Wässerige KCl-Lösung ges. bei 18°	5,5	21,2	60,5
Konz. H_2SO_4	3,5	19,3	58,0
Wasser	3,0	16,4	52,5
Äthylalkohol	1,8	14,0	43,5
Amylalkohol	0,8	3,2	29,8
Azeton	—	—	28,4
Benzaldehyd	—	2,9	22,8
Benzol	—	2,2	22,5
Toluol	—	2,0	16,5
Petroleum	—	1,7	9,2
Schwefelkohlenstoff	—	—	3,0

Dem für Azeton angegebenen Werte kommt nicht dieselbe Sicherheit zu wie den übrigen in der Tabelle enthaltenen Zahlen, da schon nach dem Ablaufe von einer Minute merkliche Azetonmengen aus der Absorptionsflasche heraus in die Ionisierungskammer verdampften und die Schwefelisolation des Elektroskops verschlechterten. Diese Verschlechterung der Isolation, die nach längerer Zeit auch bei den mit Benzol und Schwefelkohlenstoff ausgeführten Versuchen beobachtet wurde — und die möglicherweise von der Bildung einer verhältnismäßig gut leitenden Schwefellösung an der Oberfläche der Schwefelisolation herrührt —, konnte durch Ausspülen des Elektroskops mit einem trockenen, raschen Luftstrom wieder rückgängig gemacht werden.

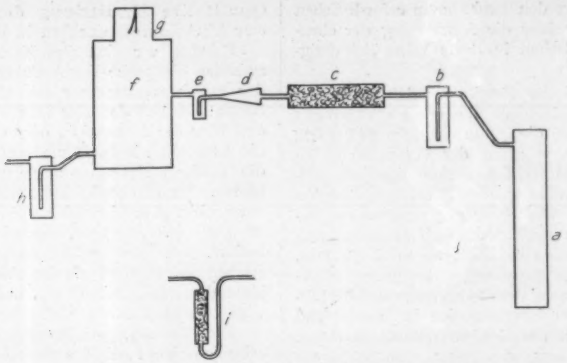


Fig. 1.

In der Tabelle 2 sind die Flüssigkeiten nach zunehmendem Absorptionsvermögen für Radium-, Thorium- bzw. Aktiniumemanation geordnet, nach den Messungen von v. Traubenberg[1]), Ramstedt[2]), Boyle[3]) und des Verfassers.

Flüssigkeiten nach zunehmendem Absorptionsvermögen geordnet für:

Tabelle 2.

Radiumemanation (Traubenberg, Ramstedt)	Thoriumemanation (Boyle)	Aktiniumemanation (Verfasser)
Wässerige Salzlösungen.	—	Wässerige Salzlösungen
—	Konz. Schwefelsäure	Konz. Schwefelsäure
Wasser	Wasser	Wasser
Äthylalkohol	Äthylalkohol	Äthylalkohol
—	—	Amylalkohol
Azeton	—	Azeton
Benzol	—	Benzol
Toluol	—	Toluol
Petroleum	Petroleum	Petroleum
Schwefelkohlenstoff	—	Schwefelkohlenstoff

Mac Daniel[4]) untersuchte kürzlich die Löslichkeit verschiedener Gase in organischen Flüssigkeiten und fand, daß die Reihenfolge, in welcher die letzteren Gase absorbieren, ebenso stark von der Eigenart der absorbierten Gase wie von der Natur der absorbierenden Medien abhängt, und daß eine ähnliche Reihenfolge der Flüssigkeiten nur im Falle verwandter Gase zu erwarten ist.

Wie aus der Tabelle 2 ersichtlich, ist die Reihenfolge der Flüssigkeiten — nach ihrem Absorptionsvermögen für die betreffende Emanation geordnet — im Falle aller drei Emanationen ohne Ausnahme dieselbe, woraus wir auf die nahe chemische Verwandtschaft aller drei Emanationen schließen können. Da die Radiumemanation bekanntlich in die Reihe der Edelgase gehört, müssen wir die Emanation des Thoriums und des Aktiniums auch in diese Gruppe einteilen.

Experimentelles.

Bei allen hier beschriebenen Versuchen diente als Quelle der Aktiniumemanation etwa 10 mg eines Aktiniumpräparates, das, in Seidenpapier gewickelt, in einer Glasröhre untergebracht war. Die Stärke dieses, mir von Herrn Professor Rutherford gütigst überlassenen Präparates betrug nach Boltwood[1]) etwa 20000 Uraneinheiten. Ließ man durch die das Aktinium enthaltende Glasröhre, welche in der Fig. 1 mit (*d*) bezeichnet ist, Luft streichen, so führte dieser die Emanation mit sich; ein Teil der letzteren wurde beim Hindurchströmen durch die absorbierende Flüssigkeit, die sich in (*e*) befand, absorbiert, der andere Teil gelangte in die Ionisierungskammer des Elektroskops (*g*) mit dem ihn mitführenden Luftstrom, der nach dem Verlassen der Ionisierungskammer durch den Tropfenzähler (*h*) strömte. Den sehr gleichmäßigen Luftstrom lieferte ein unter

1) l. c.
2) Le Radium **8**, 253, 1911.
3) Bulletin of the Macdonald Phys. Build. **1**, 52, 1910.
4) Journ. of Phys. Chem. **15**, 608, 1911.

1) Proc. Roy. Soc. **85**, A 77, 1911.

150 Atm. Druck mit Luft gefüllter Zylinder; um den Luftstrom zu trocknen, war eine mit Schwefelsäure getrocknete Waschflasche (*b*) und eine mit Phosphorpentoxyd gefüllte Röhre (*c*) in den Versuchskreis geschaltet. Da der Luftstrom zuerst etwas mehr Aktiniumemanation mitführte als später, ließ man vor jedem Versuch 30 Minuten lang einen Luftstrom durch die das Aktinium enthaltende Röhre streichen.

Das verwendete Emanationselektroskop bestand aus einer zylindrischen Ionisierungskammer von 7,2 cm Durchmesser und 500 cm^3 Inhalt, sie trug ein kleines, geschlossenes Kupfergehäuse, welches mit zwei Glimmerfenstern versehen war und das Goldblättchen trug, wie auch die durch eine Schwefelisolation hindurch 8 cm tief in die Ionisierungskammer hereinragende stabförmige Elektrode.

Es zeigte sich günstiger, nicht die Aktivität des in der Ionisierungskammer erzeugten aktiven Niederschlags, sondern die der Emanation zu messen, und daraus die dem aktiven Niederschlag zukommende Aktivität abzuziehen. Letzterer wurde nach jedem Versuch, nach Unterbrechung des emanationshaltigen Luftstromes, sogleich — jedoch nicht vor dem Ablaufe von 40 sec, nach welcher Zeit die in der Ionisierungskammer vorhandene Emanation bis auf 0,2 Proz. ihres ursprünglichen Wertes zerfallen war — gemessen. Bei den meisten Versuchen war die Korrektion, welche das Vorhandensein des aktiven Niederschlags erforderte, nur eine geringe.

Es wurden Versuche mit verschieden dimensionierten Absorptionsflaschen ausgeführt, unabhängig von der Gestalt der letzteren zeigte sich stets dieselbe Reihenfolge der Absorptionsfähigkeit der untersuchten Flüssigkeiten für Aktiniumemanation. Es zeigte sich auch, daß die in die Ionisierungskammer gelangende Emanationsmenge unabhängig von der horizontalen Dimension der absorbierenden Flüssigkeitszylinder ist, jedoch wesentlich von der vertikalen Dimension, d. h. der Höhe der Flüssigkeitsschicht, abhängt. Dieser Erfahrung entsprechend, die übrigens unmittelbar aus unseren noch zu besprechenden Anschauungen über den Lösungsvorgang der Aktiniumemanation folgt, wurde auf die gleiche Höhe der zu vergleichenden Flüssigkeitsschichten besonders geachtet.

Quantitative Ermittlung der Verteilung einer kurzlebenden Emanation zwischen Luft und einer flüssigen Phase.

Es ströme ein gleichmäßiger, emanationshaltiger Luftstrom durch die vertikale, schmale Flüssigkeitsschicht hindurch, wir betrachten den letzteren als einen Luftzylinder, eingebettet in einen konzentrischen Flüssigkeitszylinder. Herrscht stationärer Zustand, so wird die Emanation sich, ihrem Verteilungskoeffizienten entsprechend, zwischen der strömenden Luft und der umgrenzenden Flüssigkeitsschicht verteilen. Von dieser Verteilung nehmen wir an, daß sie aus zwei Vorgängen besteht, erst findet momentan eine Gleichgewichtsverteilung zwischen einer sehr dünnen, angrenzenden Schicht der Flüssigkeit und der gasförmigen Phase statt, dann ein langsamer, von der Grenzschicht nach dem Innern der Flüssigkeit gerichteter Diffusionsvorgang.

Die Richtigkeit dieser Annahme, zu welcher uns die Erfahrungen der physikalischen Chemie[1]) über den Reaktionsmechanismus führen, fand im Falle der Wasserstoffabsorption durch Kohle eine direkte experimentelle Bestätigung durch die Versuche von Mac Bain[2]). Letzterem ist es gelungen, eine Probe Kohle mit Wasserstoff, in Form einer festen Lösung, schwer zu beladen und zu gleicher Zeit die Oberfläche fast ganz vom absorbierten Wasserstoff zu befreien, wie auch umgekehrt die Oberfläche allein mit Wasserstoff zu beladen und zu zeigen, daß die Oberflächenkondensation momentan erfolgt, die Diffusion dagegen ungefähr 12 Stunden in Anspruch nimmt.

Damit ist unsere Annahme sehr wahrscheinlich gemacht, daß, wenn ein aktiniumemanationshaltiger Luftstrom durch unseren vertikalen Flüssigkeitszylinder strömt, sich das Gleichgewicht zwischen der Luftphase und der Grenzschicht der Flüssigkeit momentan einstellt. Ob die Grenzschicht mit der molekularen Schicht identisch ist, ihre Schichtdicke demnach von der Größenordnung 10^{-7}, oder aber von der von 10^{-6} oder 10^{-5} ist, ist in unserem Falle, wie wir weiter unten sehen werden, belanglos.

Der zweite Teil des Vorganges, die langsame Diffusion der Aktiniumemanation nach dem Flüssigkeitsinnern zu, scheint das schnelle Erreichen eines stationären Zustandes zu verhindern, jedoch lehrt uns die Differentialgleichung der Diffusion radioaktiver Substanzen, die eine Erweiterung der Fickschen Differentialgleichung darstellt, daß der Diffusionsvorgang — dank der sehr kleinen Periode der Aktiniumemanation — sich nur auf eine sehr kleine Entfernung von der Grenzschicht beschränkt, so daß auch der zweite Teil des Vorganges, der in der Verteilung der Emanation im Innern der Flüssigkeit durch Diffusion besteht, sehr schnell stattfindet.

Im folgenden sei zunächst die Differentialgleichung der Diffusion radioaktiver Substanzen

1) Siehe Nernst, Theoretische Chemie. Freundlich, l. c. usw.

2) Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 481, 1910.

besprochen und daran anschließend wird das Volumen berechnet, in welches durch Diffusion noch Aktiniumemanation gelangen kann. Letzteres wird uns das Glied v_1 der Gleichung $\eta = \frac{A_1 \cdot v_2}{A_2 \cdot v_1}$ liefern, wo η den Verteilungskoeffizienten bedeutet, A_1 und A_2 die in den zwei Phasen vorhandenen Emanationsmengen, v_2 das leicht ermittelbare Luftvolumen, v_1 das „wirksame" Flüssigkeitsvolumen. Es ist eben die letzte Größe, die bei ähnlichen Betrachtungen am schwersten zugänglich ist, in unserem Falle jedoch, dank der kurzen Periode der Aktiniumemanation, leicht ermittelt werden kann.

Die Differentialgleichung lautet, falls die Diffusion nur in einer (in unserem Falle in horizontaler) Richtung stattfindet:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial c^2}{\partial x^2},$$

wo c = Konz., t = Zeit, x = Entfernung, D = Diffusionskonstante.

Im Falle einer radioaktiven Substanz, die mit der Konstante λ abfällt, erhält die linke Seite der Gleichung ein lineares Zusatzglied gleich λc, sie lautet demnach

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial c^2}{\partial x^2} - \lambda c.$$

Im stationären Zustande wird

$$\frac{\partial c}{\partial t} = 0, \qquad D \frac{\partial c^2}{\partial x^2} = \lambda c.$$

Die Integration ergibt

$$c = P e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}} x} + Q e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}} x},$$

für

$$x = \infty$$

wird

$$c = 0, \qquad Q = 0,$$

für

$$x = 0$$
$$c = c_0,$$

woraus

$$c = c_0 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}} x}. \qquad (1)$$

Aus Gleichung (1) können wir, falls D und λ bekannt, die zu jedem x gehörige Konzentration c in Bruchteilen der Grenzschichtkonzentration c_0 berechnen. Diese Werte sind in der Kolumne 3 der Tabelle 3 für Aktiniumemanation, in der Kolumne 6 für Thoriumemanation enthalten.

Die Diffusionskonstante der Aktiniumemanation in Flüssigkeiten ist zwar experimentell nicht ermittelt worden, doch wurde für die Diffusionskonstante der Radiumemanation[1]) in Wasser

1) Wallstabe, diese Zeitschr. **4**, 721, 1903.

Tabelle 3.
Aktiniumemanation. Thoriumemanation.

x in cm	$\sqrt{\frac{\lambda}{D}} x$	c in Vielfachen von c_0	x in cm	$\sqrt{\frac{\lambda}{D}} x$	c in Vielfachen von c_0
1	400	0	1	105	0
0,1	40	0	0,1	10,5	0,00001
0,02	8	0,0003	0,08	8,40	0,0002
0,01	4	0,0183	0,05	5,25	0,005
0,005	2	0,135	0,04	4,20	0,015
0,0001	0,4	0,670	0,01	1,05	0,350
0,00005	0,2	0,819	0,005	0,53	0,595
$1,10^{-3}$	0,04	0,960	$1,10^{-3}$	0,11	0,900
$1,10^{-4}$	0,004	0,996	$1,10^{-4}$	0,011	0,990
$1,10^{-5}$	0,0004	0,9996	$1,10^{-5}$	0,0011	0,9990
$D = 0,1$ cm² Tag^{-1}, $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-1}$,			$D = 0,1$ cm² Tag^{-1} $\lambda = 1,78 \cdot 10^{-2}$.		

der Wert 0,07 cm² Tag^{-1} gefunden, und da sich entsprechend der schnelleren Diffusion in Luft[1]) auch eine schnellere Diffusion der ersteren in Flüssigkeiten erwarten läßt, wurde für D der Wert 0,1 cm² Tag^{-1} angenommen. (Der Einfluß des durch diese Annahme verursachten etwaigen Fehlers wird weiter unten besprochen.)

Aus den Zahlen der Tabelle 3 und aus den Fig. 2 und 3 ist ersichtlich, daß etwa 0,01 cm

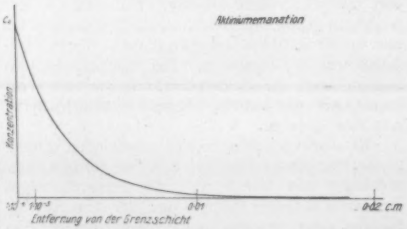


Fig. 2.

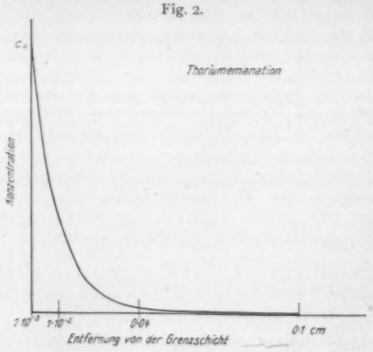


Fig. 3.

1) Debierne, Le Radium **4**, 225, 1907; Chaumont, Le Radium **6**, 106, 1909; Russ. Phil. Mag. **22**, 420, 1909.

die Entfernung von der Grenzfläche Flüssigkeit/Luft ist, in welcher sich praktisch noch Aktiniumemanation befindet. Das „wirksame" Flüssigkeitsvolumen wird demnach die Differenz der Volumina zweier Zylinder sein, deren eines die Luftsäule mit dem Radius r_1, das andere der Zylinder mit dem Radius $r_1 + r_2$ ist, wo r_2 die obige Schichtdicke von 0,01 cm bedeutet.

Wollen wir die in dem „wirksamen" Volumen vorhandene gesamte Emanationsmenge berechnen, so genügt nicht etwa die Grenzschichtkonzentration — welche dem Verteilungsgleichgewichte zwischen den zwei Phasen entspricht — mit diesem Volumen zu multiplizieren, denn trotz Gleichgewichtszustands ist ein stationärer Abfall der Emanationskonzentration, in horizontaler Richtung nach dem Innern der Flüssigkeit gerichtet, vorhanden, und es wäre die so berechnete Emanationsmenge eine zu große. Vielmehr müssen wir das „wirksame" Volumen mit der Durchschnittskonzentration $\alpha c_0'$ multiplizieren[1]), oder, was dasselbe ist, die Grenzschichtkonzentration mit einem solchen Volumen, in welchem die jetzt vorhandene Emanationsmenge in derselben Konzentrationsmenge vorhanden wäre wie in der Grenzschicht. Die in der Flüssigkeit vorhandene Emanationsmenge wird demnach gleich

$$c_0' \alpha v = \frac{c_0' v}{r_2} \int_{x=0}^{x=r_2} e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}} x} dx. \qquad (2)$$

Es wird trotz erreichtem Gleichgewichtsstande innerhalb der flüssigen Phase die Konzentration einen stetigen Abfall erreichen, und auch in der Luftsäule wird wegen dem zeitlichen Abfall der Emanation die Konzentration der letzteren mit steigender Höhe abnehmen.

Bezeichnen wir mit c die Emanationskonzentration am Boden der Waschflasche, so wird in der gesamten Luftsäule w die Emanationsmenge

$$wc' = w'c = \frac{cw}{h} \int_{y=0}^{y=h} e^{-\frac{\lambda}{v} y} dy \qquad (3)$$

vorhanden sein.

Und in der flüssigen Phase, wo der vertikale Abfall gleichfalls vorhanden sein wird, ist die Emanationsmenge

$$v' c_0 \alpha = v c_0 \alpha \int_{y=0}^{y=h} e^{-\frac{\lambda}{v} y} dy \qquad (4)$$

vorhanden. (Vergl. auch Gl. (2).)

Zur Berechnung des Verteilungskoeffizienten η zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase führt uns folgende Überlegung.

Nach dem Grundgesetze der radioaktiven Umwandlungen ist die in der flüssigen Phase zerfallende Emanationsmenge proportional der vorhandenen, oder nach der Gleichung (4) gleich

$$\lambda v' c_0 \alpha = \lambda v' x c \alpha,$$

wenn

$$c_0 = xc.$$

Die Luftsäule wird, da ein Teil der Emanation von der Flüssigkeit absorbiert wurde, nur noch die Emanation $wc' - \lambda x c' v \alpha$ enthalten, woraus sich in der Luftphase eine „mittlere" Emanationskonzentration von

$$c' = \lambda x c' \alpha \frac{v}{w}, \qquad (5)$$

in der flüssigen Phase eine von

$$x c' \alpha \qquad (6)$$

berechnet.

Um die Größe x zu finden, überlegen wir, daß in der Luftphase pro Zeiteinheit die Emanationsmenge

$$wc' \left(1 - \lambda x \frac{\alpha v}{w}\right)(A - 1) \qquad (7)$$

zerfällt.

Der durch die Gl. (7) dargestelle Verlust + der Verlust in der Flüssigkeit pro Zeiteinheit — durch Gleichung (4) dargestellt — ist proportional der Differenz der Ionisierungsströme, dessen einer gemessen wird, wenn der emana-

1) Es wäre richtiger, die Differentialgleichung der zylindrischen Diffusion zu betrachten, wonach:

$$\frac{\partial c^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial c}{\partial r} - c = 0.$$

Die Integration dieser Differentialgleichung führt zu der Hankelschen Zylinderfunktion

$$i H_0^{(1)}(iy) = \frac{2}{\pi}\left[-1 + \left(1 - ln\frac{\varepsilon y}{2}\right) I_0 iy + \frac{1}{2}\frac{y^4}{16 \cdot 2'} - \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\right)\frac{y^6}{3'^2 \cdot 64} + \cdots\right.$$

(Siehe Jahnke und Emden, Funktionstafeln, S. 95.)

Die diese Funktion darstellende Kurve erinnert von $x = 0{,}2$ an außerordentlich an die die logarithmische Funktion darstellende, auch hier ist $y = 4$ dieser Punkt, bei welchem die Kurve praktisch auf Null abfällt und $x = 0{,}01$ die von der Trennungsfläche Flüssigkeit/Luft gerechnete Entfernung, in welche durch Diffusion praktisch keine Emanation mehr gelangen kann. Wollen wir die mit α bezeichnete Konstante berechnen, so müssen wir den ganzen Gang der obenerwähnten Kurve kennen, was jedoch nur durch eine hypothetische Annahme über die Dicke der Absorptionsschicht möglich wird. Um unsere weiteren Betrachtungen durch eine solche nicht zu belasten, ziehen wir vor, die Differentialgleichung für die Diffusion in der Ebene zu betrachten, um so mehr, da der Lauf der $i_0 H_0^{(1)}(ix)$-Kurve sich praktisch mit dem der logarithmischen Kurve — in dem uns interessierenden Intervalle deckt.

Wir möchten erwähnen, daß physikalisch die Größe α die Zahl bedeutet, mit welcher das „wirksame Volumen" multipliziert dieses Volumen erhalten wird, in welchem die im ersteren vorhandene Emanation gleichmäßig vorhanden wäre. Mathematisch wird durch die Einführung der Größe α die Willkür beseitigt, die dadurch auftritt, daß wir bei $x = 4$ den „praktischen" Nullpunkt der asymptotisch abnehmenden Kurve annehmen.

tionshaltige Luftstrom, ohne das Absorptionsgefäß zu passieren, in die Ionisierungskammer gelangt, der andere, falls der Luftstrom unterwegs die betreffende Lösung passierte.

Die Gleichungen

$$\lambda x c' v a + w c' \left(1 - \lambda x \frac{a}{w}\right)(A-1) = K[I-i], \tag{8}$$

$$w c' (A-1) = K[I-i'], \tag{9}$$

wo

$$A = \frac{1}{h} \int_{y=0}^{y=h} e^{-\frac{\lambda y}{q}} dy - 1.$$

I = Ionisierungsstrom, ohne das Absorptionsgefäß zu passieren,

i = Ionisierungsstrom nach dem Hindurchströmen durch eine absorbierende,

i' durch eine nichtabsorbierende Flüssigkeit, wie Quecksilber,

ferner die Gleichungen (5) und (6) ergeben für den absoluten Verteilungskoeffizienten zwischen den zwei Phasen den Wert

$$\eta = \frac{w A (R-1)}{v a \lambda (1-A)}, \tag{10}$$

und für die relative Löslichkeit der Emanation in zwei Flüssigkeiten

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{R_2 - 1}{R_1 - 1} \cdot \frac{1 - A R_1}{1 - A R_2}, \tag{11}$$

$$R = \frac{I-i}{I-i'}.$$

Der Verteilungskoeffizient der Aktiniumemanation zwischen Wasser und Luft.

Den Verteilungskoeffizienten η liefert — da $R-1$ (siehe Tabelle 4) sehr klein ist — in unserem Falle statt der Gleichung (10) die folgende:

$$\eta = \frac{w I (R-1)}{a v \lambda (1-A)}, \tag{12}$$

wo

$$w = 4\pi r_1^2 R = 0{,}06 \text{ cm}^3,$$

$$v = 8\pi r_1 r_2 + 4\pi r_2^2 = 0{,}034 \text{ cm}^3,$$

$$a = \frac{1}{r_2} \int_{x=0}^{x=r_2} e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}} x} dx = 0{,}246,$$

$$\frac{w}{a v} = 8{,}34.$$

Die Werte von I, i, i', welche den Mittelwert von zehn Bestimmungen darstellen, ferner die von $R-1$, A und η sind in der Tabelle 4 für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten zusammengestellt. Die für η bei drei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten erhaltenen Werte sind 2,2, 1,9 bzw. 2,0.

Tabelle 4.

q in ccm per sec	I	i	i'	$R-1$	A	η
0,1	50	2	3	0,02	0,73	2,2
0,12	85	6	8	0,03	0,58	1,9
0,14	126	13	19	0,05	0,54	2,0

$\pi = 180$.

Betrachten wir die möglichen Fehlerquellen, die bei der Ermittlung von η auftreten, so kommen hauptsächlich die Feststellung der Diffusionskoeffizienten der Aktiniumemanation in Wasser zu 0,1 cm² Tag^{-1} und die Vernachlässigung der Korrektion in Betracht. Was die erstere Fehlerquelle anbelangt, so geht die Diffusionskonstante nur unter der Quadratwurzel in unsere Gleichung ein, und so beeinflußt eine etwaige Abweichung vom obigen Werte unser Ergebnis nicht wesentlich; so würde im Falle $D = 0{,}09$, a statt 0,24 0,23 sein und η statt 2,17 den Wert 2,05 haben.

Bei der Wahl der Versuchsanordnung und bei der Ausführung der Versuche wurde besonderes Gewicht auf die Vermeidung der Konvektion gelegt, aber auch falls eine solche auftrat, konnte sie unsere Werte nicht wesentlich beeinflussen. Das Auftreten eines linearen Gliedes (λc) in der erweiterten Fickschen Differentialgleichung verleiht dem Diffusionsprozeß eine ganz andere Gestalt, im Gegensatze zu der Diffusion sich nicht oder langsam umwandelnder Stoffe in Flüssigkeiten, die einen langsamen Vorgang darstellt, ist der Diffusionsvorgang der Aktiniumemanation ein sehr schneller im Verhältnis zu dem der etwaigen Konvektion.

Die relative Löslichkeit der Aktiniumemanation in Flüssigkeiten.

Setzen wir die Löslichkeit der Aktiniumemanation in Wasser = 1, so liefert die relative Löslichkeit der Emanation (siehe Gl. (11)) die Gleichung:

$$\eta_r = \frac{I - i_n}{I - i},$$

wo i_n den Ionisierungsstrom nach erfolgtem Durchgange durch die betreffende Flüssigkeit bedeutet.

Die Werte von I, i, i_n, welche den Mittelwert von fünf bis zehn Bestimmungen darstellen, enthält Tabelle 5, die Werte von η_r die Tabelle 6. Im untersuchten Intervalle zeigte sich die Löslichkeit unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit.

Tabelle 5.

q in cm³ per sec	i'	i	i_1 ges. KCl-Lösung	i_2 konz. H_2SO_4	i_3 Äthylalkohol	i_4 Amylalkohol	i_5 Benzaldehyd	i_6 Benzol	i_7 Toluol	i_8 Petroleum	i_9 Schwefelkohlenstoff
0,10	9	1,5	2	2	1	—	—	—	—	—	—
0,12	23	2,5	5	3	1,5	—	—	—	—	—	—
0,14	37	12	17	14	11	2	2	—	—	—	—
0,16	50	23	27	26	19	5	5	4	3,5	3	—
0,18	70	38	42	42	29	15	13	7	7	5	0,5
0,20	102	52	60	58	43	28	30	22	16	9	2,5

$T = 18°$.

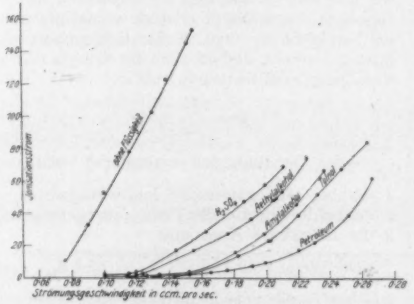


Fig. 4.

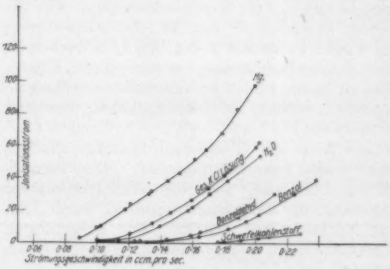


Fig. 5.

Tabelle 6.

q	η_1	η_2	η_3	η_4	η_5	η_6	η_7	η_8	η_9
0,10	1,0	1,0	1,1	—	—	—	—	—	—
0,12	0,9	1,0	1,1	—	—	—	—	—	—
0,14	0,7	0,9	1,1	1,5	—	—	—	—	—
0,16	0,9 ⟩ 0,9	0,9 ⟩ 0,95	1,1 ⟩ 1,1	1,7 ⟩ 1,6	1,7	1,7 ⟩ 1,8	1,7 ⟩ 1,8	1,8 ⟩ 1,9	—
0,18	0,9	0,9	1,3	1,8	1,7 ⟩ 1,7	1,9	2,0	2,0	2,1 ⟩ 2,1
0,20	0,8	0,9	1,2	1,5	1,6	1,7	1,7	1,9	2,0

Über die absolute Aktiniumemanationskonzentration unserer Phasen.

Zu der Berechnung der absoluten Aktiniumemanationskonzentration in der Luftphase führt folgende Überlegung: Die Anzahl der α-Teilchen, welche das benützte Aktiniumpräparat per sec aussendet, ist $= \frac{2{,}3 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^4}{100 \cdot 1{,}6} = 3 \cdot 10^6$, da die Stärke des Präparates nach Boltwood[1]) zirka 20000 Uraneinheiten beträgt, die Anzahl der von 1 g Uran per sec ausgesandten α-Teilchen nach Geiger und Rutherford[2]) $2{,}3 \cdot 10^4$ ist, und das Verhältnis der Durchschnittsreichweite der α-Strahlen des Aktiniums und der des Urans ungefähr 1,6 beträgt. Da nur $^1/_5$ der vom Aktiniumpräparat abgegebenen α-Teilchen vom Zerfall der Emanation herrühren und die Konstante der Aktiniumemanation $\lambda = 0{,}18\,\text{sec}^{-1}$ ist, ergibt sich für die Zahl der pro sec gebildeten Emanationsatome $\frac{3 \cdot 10^6}{3 \cdot 0{,}18} = 5 \cdot 10^6$. Es ist letztere die maximale Zahl der Emanationsatome, welche unser Präparat dem über ihm streichenden Luftstrom abzugeben vermag. Falls der letztere mit 0,2 cm³ per sec Geschwindigkeit streicht, so werden 10^{18} Luftmoleküle[1]) maximal $5 \cdot 10^6$ Emanationsatome mitschleppen.

Die maximale Emanationskonzentration unserer Luftphase beträgt demnach $5 \cdot 10^{-12}$, die tatsächliche jedoch, da ein großer Teil der Emanation innerhalb des Präparates abstirbt, in den meisten Fällen kaum mehr als 10^{-15}.

1) Proc. Roy. Soc. **85 A**, 77, 1911.
2) Phil. Mag. **228**, 697, 1910.

1) Nach Rutherford und Geiger (diese Zeitschr. 10, 44, 1909) enthält 1 ccm Luft $2{,}7 \cdot 10^{19}$ Moleküle.

Über die Absorption der Aktiniumemanation durch Kohle.

Daß Kokosnußkohle ein hohes Absorptionsvermögen für alle Emanationen besitzt, wurde bereits von Rutherford[1]) festgestellt, derselbe ermittelte später[2]) die Absorption der Radiumemanation durch Kokosnußkohle und Boyle[3]) die von Thoriumemanation durch dasselbe Absorbens.

Experimentelles.

Zur Ermittlung der Absorption in Kohle diente die für Flüssigkeiten angewandte Strömungsmethode, die Versuchsanordnung war die bereits beschriebene, nur die Absorptionsflasche (e) wurde durch ein 6 cm langes Röhrchen (i) von 5 mm Durchmesser ersetzt (siehe Fig. 1). Das an beiden Enden mit Glaswolle verschlossene Röhrchen enthielt die Kokosnußkohle. Versuche wurden bei 180°, 18°, —6°, —79° und —184° ausgeführt, die Temperaturmessung geschah mit einem Pentanthermometer. Die komprimierte Luft, die, über das Aktiniumpräparat strömend, die Emanation mitführte, wurde hier, mit Rücksicht auf den bei 180° ausgeführten Versuch, durch komprimierten Wasserstoff ersetzt.

Die Berechnung des Verteilungskoeffizienten.

Der gemessene Ionisierungsstrom als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit des emanationshaltigen Wasserstoffs und der Temperatur ist aus der Fig. 6 ersichtlich und zeigt, daß

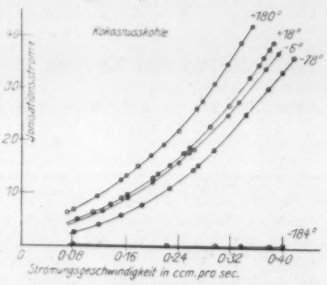


Fig. 6.

bereits bei Zimmertemperatur eine bedeutende Absorption der Emanation durch die Kohle stattfindet.

1) Nature, Okt. 1906.
2) Manchester Proc. **53**, 38, 1908.
3) Phil. Mag. **17**, 389, 1909.

Da nach den Versuchen von Boyle[1]) die Absorption der Thoriumemanation durch Kohle bei 180° eine sehr geringe ist und sich dasselbe für Aktiniumemanation erwarten läßt, so können wir die für 180° erhaltene Ionisierungsstromkurve als eine in „nicht absorbierendem" Medium erhaltene betrachten, und die Verteilung der Emanation zwischen der festen Kohlenphase und der Wasserstoffphase berechnen.

Die Absorptionsfähigkeit der Kohle ist viel größer als die der Flüssigkeiten, und so können wir hier den Verlust, den die Emanation in der Gasphase durch Zerfall erleidet, vernachlässigen im Vergleiche zu dem in der Kohlenphase erlittenen Verluste, und erhalten für den gesuchten Verteilungskoeffizienten den Wert

$$\mu = \frac{v(I-i)}{w\lambda i}.$$

$\frac{v}{w}$ = das Verhältnis der „wirksamen" Volumina,
I der bei 180° gemessene Ionisierungsstrom,
i der bei der betreffenden Temperatur gemessene,
λ die radioaktive Konstante.

Die Werte von I, i, $\frac{1}{4}\frac{I-i}{\lambda i}$ und $\mu_{18°}$ sind aus der Tabelle 7 ersichtlich, der Koeffizient 1,4 trägt der bei 180° noch vorhandenen schwachen Absorption Rechnung und ist der obigen Untersuchung von Boyle entnommen.

Das Verhältnis der Volumina der zwei Phasen beträgt $^1/_4$, doch ist nicht das ganze Volumen der Kohle als Absorbens wirksam, sondern nur der Anteil, in welchen die Emanation hineinzudiffundieren vermag. Letzterer läßt sich aus der Diffusionskonstante der Emanation und aus ihrer Periode, wie wir es für den Fall der Diffusion in Flüssigkeiten ausführlich auseinandergesetzt haben, berechnen; doch müssen wir uns hier, da wir die Diffusionskonstante der Emanation in Kohle nicht kennen, mit einer Schätzung der oberen Grenze des wirksamen Kohlenvolumens und damit mit der einer Grenze von μ begnügen, dadurch, daß wir die Diffusionskonstante in Kohle von derselben

Tabelle 7.

q in cm³ sec⁻¹	I	i_{18}	$\frac{1{,}4(I-i)}{\lambda i}$	μ_{18}
0,08	6,70	5,0	2,6	21
0,12	9,95	7,5	2,6	21
0,16	13,5	10,2	2,3	19
0,24	22,0	17,0	2,2	18
0,28	27,5	21,5	2,3	18
0,32	35,0	27,0	2,2	18
0,36	42,5	34,3	2,6	21

1) Bulletin of the Macdonald Building **1**, 1910.

Größenordnung wie für Flüssigkeiten annehmen. Es ergibt sich dann $\frac{v}{w} = \frac{1}{8}$ und $\eta = 20$.

Vergleich der Absorption von Aktiniumemanation mit der von Radium- und Thoriumemanation.

Den Verteilungskoeffizienten der Radiumemanation zwischen Kohle und Luft können wir aus den Absorptionsversuchen von Rutherford[1]) berechnen. Letzterer ließ von 0,8 g Kokosnußkohle bei -150^0 etwa 0,05 mm³ Emanation absorbieren und fand, daß bei langsamer Erwärmung der Kohle bei 10^0 ungefähr die Hälfte der absorbierten Emanation dem 50 cm³ fassenden Rezipienten abgegeben wurde. Wenn wir mit Homfray[2]) für die Dichte der Kokosnußkohle 1,6 annehmen, so berechnet sich für den Verteilungskoeffizienten zwischen der Kohlen- und der Gasphase

$$\frac{1 \cdot 50 \cdot 1{,}6}{1 \cdot 0{,}8} = 100.$$

Den Verteilungskoeffizienten der Thoriumemanation ermittelte Boyle[3]) nach der Strömungsmethode und durch eine ähnliche Überlegung, wie die auf der S. 1216 besprochene. Dabei machte er die Annahme, daß das ganze Volumen der Kohle wirksam ist. Obzwar, wie aus der Fig. 3 ersichtlich, wegen der größeren Periode der Thoriumemanation das wirksame Volumen verhältnismäßig größer ist als im Falle der Aktiniumemanation, wird auch hier nur ein Bruchteil des Kohlenvolumens wirksam, und so stellt die Zahl 50 nur eine untere Grenze des Verteilungskoeffizienten der Thoriumemanation dar.

In der Tabelle 8 haben wir die Verteilungskoeffizienten der drei Emanationen und die einiger nichtaktiver Gase zusammengestellt. Wir sehen aus diesen Zahlen, daß die letzteren — obzwar sie sich auf 0^0 beziehen, wo der Verteilungskoeffizient größer ist als bei Zimmertemperatur — wesentlich kleiner als die ersteren sind. Dieser Unterschied findet seine Erklärung in dem kleinen Partialdruck, der im Falle radioaktiver Gase herrscht und der beim Versuche Rutherfords 10^{-7}, bei dem des Verfassers weniger als 10^{-14} betrug.

Das Henrysche Gesetz gilt für die Absorption der Gase durch Kohle nicht, sie muß durch das Adsorptionsgesetz[4])

$$\alpha = p^{\frac{1}{n}}$$

ersetzt werden, wo α und $\frac{1}{n}$ Konstanten sind, und das im Falle $\frac{1}{n} = 1$ das Henrysche Gesetz liefert. Nun fand Titoff[1]) bei allen von ihm untersuchten Gasen — mit Ausnahme von Wasserstoff — für $\frac{1}{n}$ einen kleineren Wert als 1; es bedeutet das so viel, daß mit abnehmendem Drucke der Verteilungskoeffizient zwischen der Kohlen- und Gasphase für die meisten Gase zunimmt. Extrapolieren wir die für die Emanation bei sehr geringem Partialdrucke gefundenen Verteilungskoeffizienten auf Atmosphärendruck, so genügt es schon, für $\frac{1}{n}$ einen von 1 nur wenig abweichenden Wert — etwa 0,9 — anzunehmen, um zu Verteilungskoeffizienten derselben Größenordnung zu gelangen, wie etwa die von Dewar[2]) für gewöhnliche Gase ermittelten und in der Tabelle 8 enthaltenen Werte.

Tabelle 8.

Gas	Temperatur	Verteilungskoeffizient zwischen Kohle und Gas	Beobachter
Kohlensäure . . .	0^0	21	Dewar
Sauerstoff	0^0	18	
Stickstoff	0^0	15	
Argon	0^0	12	
Wasserstoff	0^0	4	
Helium	0^0	2	
Aktiniumemanation . . .	18^0	> 20	Verfasser
Thoriumemanation . . .	18^0	> 50	Boyle
Radiumemanation	10^0	100	Rutherford

Zusammenfassung.

Es wurde eine Strömungsmethode ausgearbeitet, welche gestattet, die Verteilung eines kurzlebenden Gases zwischen einer Gas- und Flüssigkeitsphase zu ermitteln.

Mit Hilfe dieser Methode wurde die Löslichkeit der Aktiniumemanation in: gesättigter wässeriger Kaliumchloridlösung, Wasser, Schwefelsäure, Äthylalkohol, Amylalkohol, Azeton, Benzaldehyd, Benzol, Toluol, Petroleum und Schwefelkohlenstoff ermittelt.

Die Lösungsfähigkeit der Flüssigkeiten für Aktiniumemanation nimmt in der oben gegebenen Reihenfolge zu. Letztere deckt sich völlig mit der für Radium- und Thoriumemanation gefundenen, woraus auf die nahe chemi-

1) l. c.
2) Zeitschr. f. phys. Chem. 77, 129, 1910.
3) l. c.
4) Freundlich, Kapillarchemie, S. 92.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. 74, 657, 1910.
2) Dewar, Proc. Roy. Soc. 74, 122, 1904.

sche Verwandtschaft der drei Emanationen geschlossen wurde.

Der Verteilungskoeffizient der Aktiniumemanation zwischen Wasser und Luft bei Zimmertemperatur beträgt 2, ist demnach größer als der für Thoriumemanation gefundene, der 1, und der für Radiumemanation gefundene, der 0,3 beträgt.

Ähnlich wie für Radium- und Thoriumemanation ist der Verteilungskoeffizient der Aktiniumemanation zwischen Kokosnußkohle und Luft bereits bei Zimmertemperatur ein sehr hoher, seine untere Grenze wurde zu 20 ermittelt.

Herrn Professor Rutherford möchte ich auch an dieser Stelle herzlich für das fördernde Interesse danken, welches er der vorliegenden Untersuchung entgegengebracht hat.

(Eingegangen 14. November 1911.)

Thermischer Indikator zur Resonanzabstimmung nach der Nullmethode.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von L. Isakow.

§ 1. Bei radiotelegraphischen Messungen, welche irgendwie mit einer Abstimmung auf Resonanz verknüpft sind (wie besonders bei der Bestimmung von Wellenlängen und Dämpfungsdekrementen) verwendet man gewöhnlich als Resonanzindikator einen Apparat, welcher den Stromeffekt im sekundären (resonierenden System), d. h. die Größe $I_2 = \int i_2^2 dt$, mißt. Dabei wird die Lage der Resonanz aus der Lage des Maximums und das Dämpfungsdekrement aus der Schärfe des Maximums bestimmt. Diese Methode zur Bestimmung der beiden Größen enthält ersichtlich Züge, welche für eine genaue Bestimmung jener Größen sehr ungünstig sind, besonders im Hinblick auf die praktisch unvermeidlichen Schwankungen der Energie im primären (gebenden) System.

Bekanntlich haben aber Mandelstam und Papalexi[1]) eine neue Methode vorgeschlagen, welche sich auf die Eigenschaften der Funktion

$$I_{12} = \int i_1 i_2 dt$$

stützt (i_1 und i_2 die Momentanwerte des Stromes im gebenden und resonierenden Kreis): Bei Änderung der Periode des resonierenden Kreises in der Nähe der Resonanz geht I_{12} von einem Maximum durch Null (Resonanz) zu einem Minimum. Die Größe der Dämpfung bestimmt sich aus der Lage des Maximums und Minimums[1]). Hier liegen also die Verhältnisse für die Bestimmung der Lage der Resonanz und der Dämpfung viel günstiger als bei der ersten Methode.

Mandelstam und Papalexi bauten ein Instrument, dessen Ausschläge proportional zu I_{12} sind[2]). Bei den großen Vorzügen dieses Resonanzindikators — er ist vor allem der einzige Indikator, dessen Angaben unabhängig sind von den Schwankungen der Erregerenergie — ist es bedauerlich, daß er eine sorgfältigere Aufstellung und Behandlung verlangt, als sie bei den technischen Anwendungen außerhalb des Laboratoriums gewährleistet werden kann.

Kurz vor dem Erscheinen der Abhandlung von Mandelstam und Papalexi wurde ein rein technisches Instrument für denselben Zweck beschrieben[3]), ausgearbeitet im Laboratorium der Firma „Gesellschaft fur drahtlose Telegraphie"; übrigens nahm der Konstrukteur, wie das später im Drucke konstatiert wurde, die Idee der Anwendung der Funktion I_{12} bei Mandelstam und Papalexi. Dieses Instrument besteht aus einem Differential-Luftthermometer und seine Funktion beruht auf der Identität

$$(i_1 + i_2)^2 - i_1^2 - i_2^2 = 2 i_1 i_2.$$

Leider liegen keine Daten vor, aus denen man sich ein Urteil über die praktische Verwendbarkeit dieses Instruments bilden könnte. Man muß vermuten, daß seine Eigenschaften denen des gewöhnlichen Rießschen Luftthermometers ähnlich sind, welche man anfänglich bei radiotelegraphischen Messungen benützte, dann aber, hauptsächlich wegen ihrer geringen Empfindlichkeit, fallen ließ.

§ 2. Bei der Suche nach einem bequemen und zugleich genauen Verfahren zur Bestimmung der Resonanz gelangte ich dazu, das folgende Schema zur Messung der Funktion I_{12} auszuprobieren. Ich erlaube mir es zu beschreiben, weil es sich als sehr empfindlich und bequem erwies.

Das Schema beruht auf der Identität

$$(i_1 + i_2)^2 - (i_1 - i_2)^2 = 4 i_1 i_2.$$

Als Indikatoren für die beiden quadratischen Stromeffekte werden Thermoelemente im Vakuum benützt. Das allgemeine Schema ist aus Fig. 1

1) Mandelstam u. Papalexi, Ann. d. Phys. **33**, 490, 1910.

1) Der Gang der Funktion I_{12} in der Umgebung der Stelle der Resonanz hat denselben Charakter, wie der Gang des Brechungsindex im Gebiet der anomalen Dispersion. Genauer: von den beiden Größen, welche in der Theorie der Dispersion mit dem Brechungsindex n und dem Absorptionskoeffizienten k zusammenhängen, steht die Größe $n^2 - k^2 - 1$ in Beziehung zu $I_{12} : I_1$ und die Größe $2nk$ zu $I_2 : I_1$.

2) l. c.

3) L. Kann, diese Zeitschr. **11**, 503—507, 1910.

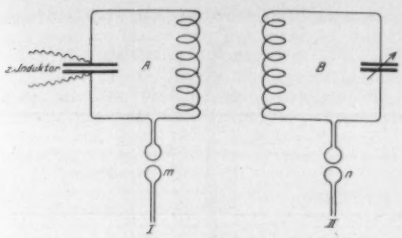


Fig. 1.

ersichtlich, das des Thermoindikators selbst aus Fig. 2. — Mit dem primären und dem sekundären System (A bzw. B) sind (sehr lose) induktiv gekoppelt die untereinander gleichen Spulen m und n[1]). Sie bestehen aus wenigen Drahtwindungen und sind bei I und II an den Thermoindikator angeschaltet. Der Thermoindikator enthält eine Art Wheatstonescher Brücke: zwei Seiten werden gebildet von den durch Ströme zu erwärmenden Drähten ab und $a'b'$ zweier gleicher Thermoelemente. Die beiden anderen Seiten bestehen aus den induktionsfreien Widerständen R und R'. In die Diagonalen I und II sind die oben erwähnten Spulen m und n eingeschaltet. Die Brücke ist in jeder Beziehung symmetrisch bezüglich der Diagonale I. Es ist also

$$r_{ab} = r_{a'b'} \qquad R = R',$$

überdies wurde (zugunsten der Empfindlichkeit)

$$R = r_{ab}$$

gemacht.

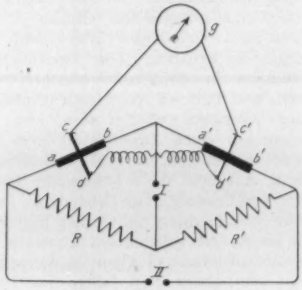


Fig. 2.

Die Thermoelemente cd und $c'd'$ sind einander entgegen an das Galvanometer G geschaltet, wobei die Punkte d, d' durch eine Spule von hoher Selbstinduktion (und kleinem Widerstand) miteinander verbunden sind, damit kein merklicher Bruchteil der Ströme hoher Frequenz, welche durch ab, $a'b'$ gehen, über dd' sich abzweige.

Der Indikator arbeitet folgendermaßen: Da wegen der Symmetrie der Anordnung die Relation

$$r_{ab} : r_{a'b'} = R : R'$$

erfüllt ist, so übt der Strom im Zweig I keine Wirkung auf den Zweig II aus und umgekehrt. Jede der beiden Spulen m und n ist durch einen rein Ohmschen Widerstand kurzgeschlossen. Die durch I und II fließenden Ströme j_1, j_2 besitzen — wie eine genaue Überlegung zeigt — bei genügender Kleinheit der Selbstinduktion von m und n die gleiche Phasendifferenz, wie die Ströme in den Schwingungskreisen A und B; überhaupt ist dann

$$\int j_1 j_2 dt = c \int i_1 i_2 dt.$$

Durch ab und $a'b'$ fließen die Ströme

$$\frac{j_1 + j_2}{2} \quad \text{und} \quad \frac{j_1 - j_2}{2}.$$

Die Angaben des Galvanometers werden also proportional sein zu

$$\int \left(\frac{j_1 + j_2}{2}\right)^2 dt - \int \left(\frac{j_1 - j_2}{2}\right)^2 dt = \int j_1 j_2 dt.$$

§ 3. Die vollständigere Darlegung der Theorie des Instruments werde ich an anderer Stelle geben[1]). Hier nur noch einige Bemerkungen betreffs der praktischen Eigenschaften des Instruments.

Die kleinen Differenzen, welche die käuflichen Thermoelemente bezüglich ihrer Empfindlichkeit und ihres Widerstands zeigen, kann man kompensieren durch Schuntierung des empfindlicheren Elements bzw. durch Zusatzwiderstände. Dabei kann man folgendermaßen verfahren: Man schickt einen Strom sehr hoher Frequenz nur durch eine der beiden Diagonalen, während man die andere Diagonale ungeschlossen läßt. Daraus, daß sowohl bei Anregung der Diagonale I als auch bei Anregung der Diagonale II das Galvanometer stromlos bleibt, erkennt man, daß sowohl die Widerstände als die Empfindlichkeiten der beiden Thermoelemente ausgeglichen sind. Die Anwendung nahe gleicher Thermoelemente macht den Indikator unempfindlich gegen zufällige äußere Temperaturschwankungen.

Ist die Energie im Primärkreise von der Größenordnung wie bei Anregung durch einen Funkeninduktor, so kann man als Galvanometer

1) Die Beschränkung auf diese Art der Koppelung ist eine vorläufige.

1) Ich hoffe mittlerweile ein etwas modifiziertes Schema, bei welchem die Thermoelemente durch Vakuumbolometer ersetzt sind, auf seine Brauchbarkeit prüfen zu können.

ein Zeigergalvanometer benützen und in diesem Falle ist der Resonanzindikator vollkommen portativ. Im Laboratorium, bei der Benützung eines Spiegelgalvanometers, läßt sich die Energie im Primärkreis natürlich weitaus kleiner wählen.

Die vorläufigen Messungen ergaben Kurven, die dem zu erwartenden Verlauf von I_{12} vollkommen entsprechen. Die Empfindlichkeit auf Resonanzeinstellung war so groß, daß bei Benützung der gewöhnlichen technischen Kondensatoren variabler Kapazität ihre Regulierbarkeit schon nicht mehr stetig genug ist, um die Nullstellung des Galvanometers zu erreichen. Der Nullwert von I_{12} wird durch Interpolation aus zwei Kondensatorstellungen gewonnen, die dem Galvanometer eben schon Anschläge entgegengesetzten Vorzeichens erteilen.

Die Ausarbeitung der Methode wird gegenwärtig fortgesetzt.

Petersburg, Elektrotechn. Abteil. d. Hauptkammer f. Maße u. Gewichte.

(Aus dem Russischen übersetzt von P. Ehrenfest.)

(Eingegangen 30. Oktober 1911.)

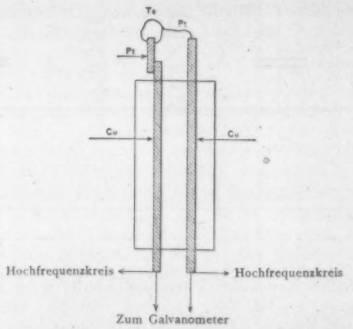
Thermoelemente für Versuche mit Hochfrequenzströmen.
(Thermoelements for Experiments with High Frequency Currents.)

Von L. W. Austin.

Das im folgenden beschriebene Verfahren zur Herstellung empfindlicher Thermoelemente dürfte für solche Forscher von Interesse sein, die mit Hochfrequenzströmen Versuche anstellen. Abgesehen von dem Umstande, daß sie nicht mit Gleichstrom geeicht werden können, haben diese Thermoelemente gegenüber dem Typus mit gekreuzten Drähten keinen Nachteil und sind beträchtlich empfindlicher als die gewöhnlich erhältlichen.

Das Herstellungsverfahren ist folgendes:

Zwei Kupferdrähte werden nebeneinander mit ungefähr 3 mm Abstand verlegt und so in Isoliermaterial eingebettet, daß ihre Enden herausragen (siehe die Figur). An das Ende des einen Drahtes wird ein etwa 5 mm langes Stück 0,02 mm dicken Platin- oder Konstantandrahtes angelötet. An das Ende des anderen wird ein kurzes Stück Platindraht Nr. 20[1]) angelötet, an dessen Ende zuvor ein Tellurkügelchen befestigt worden ist, während das Platin weißglühend war[2]). Das Ende des feinen Drahtes war dann gegen das Tellur angelegt worden



und die beiden auf elektrischem Wege mit Hilfe eines kleinen Induktors, mit dessen Sekundärspule ein hoher Widerstand in Reihe geschaltet war, zusammengeschweißt worden. Der Kontakt wird weniger zerbrechlich sein, wenn die Schweißung in einer sauerstofffreien Atmosphäre vorgenommen wird. Der Widerstand eines auf diese Weise hergestellten Thermoelementes kann irgendwo zwischen 5 und 50 Ohm liegen, je nach den Verhältnissen der Schweißung und nach dem Widerstande des dünnen Drahtes, und zwar ist der niedrigere Widerstand etwas schwieriger zu erhalten. Das Thermoelement wird alsdann in ein Probiergläschen eingeschlossen, und falls es vermutlich rauher Behandlung ausgesetzt werden wird, kann man das Ganze mit einer Zwischenlage von Watte oder Filz in ein zweites Probiergläschen einschließen. Auf diese Weise hergestellte Thermoelemente sind bei sorgsamer Behandlung äußerst beständig und in ihren elektrischen Eigenschaften für lange Zeit vollkommen konstant. Ein Thermoelement von 11 Ohm Widerstand ist nunmehr seit nahezu zwei Jahren im Laboratorium beständig im Gebrauch und hat während dieser ganzen Zeit keine merkliche Änderung gezeigt. Diese Thermoelemente lassen sich ihrer Bauart wegen nicht mit Gleichstrom eichen, sie lassen sich aber, wenigstens im Gebiet stärkerer Hochfrequenzströme, mit einem empfindlichen Hitzdrahtinstrument vergleichen, das bereits geeicht und mit Einrichtung für Spiegel- und Skalaablesung versehen ist[1]). Der Vergleich läßt

1) Nr. 20 Halifax Wire Gauge = Nr. 10 Millimeterdrahtlehre = 1 mm Durchmesser. (D. Übers.)

2) Wenn man weißglühenden Platindraht in Tellur einführt, so bildet er einen praktisch widerstandsfreien Kontakt.

1) Das benutzte Hitzdrahtinstrument war ein Voltmeter der General Electric Company mit einem Draht von 15 Ohm Widerstand, das einen Ausschlag über die ganze Skala bei 240 Milliampere gab. Mittels eines an dem Zeiger befestigten Spiegels, oder — was weniger vorzuziehen ist — bei Beobachtung des Zeigers selbst durch ein Mikroskop, ist ein Strom von 1 Milliampere leicht abzulesen. Die Konstanz ist so gut, wie man sie nur wünschen kann. (Siehe Electrical World **49**, 308, 1907).

sich natürlich auch mit Draht-Thermoelementen gewöhnlicher Bauart oder mit einem Duddellschen Thermogalvanometer anstellen. Die nachstehende Tabelle zeigt die Proportionalität zwischen den Galvanometerausschlägen eines bereits geeichten Konstantan-Platin-Thermoelementes und denen des Tellur-Platin-Elementes.

Galvanometerausschläge		Verhältnis
Platin-Konstantan	Tellur-Platin	
2,2	62	28
4,0	108	27
6,2	176	28,5
9,1	255	28
18,5	510	27,5
20,3	560	27,5
24,6	700	28,5
29,1	810	28

Das Thermoelement mit 32 Ohm Widerstand ergab mit dem empfindlichsten Galvanometer einen Ausschlag von ungefähr 1 mm für 120 Mikroampere. Für Thermoelemente mit niedrigem Widerstand, von 1 Ohm oder dergleichen, kann man das Tellur in der Figur durch ein Stückchen 0,02 mm starken Konstantandrahtes ersetzen und so ein Konstantan-Platin-Element herstellen, indem man die Drähte an der Verbindungsstelle leicht verlötet. Ein solches Thermoelement wird mit einem empfindlichen Galvanometer eine Empfindlichkeit von ungefähr 1×10^{-3} Ampere für 1 mm Ausschlag haben.

U. S. Naval Wireless Telegraphic Laboratory, Washington, August 1911.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. September 1911.)

Ein Modell zum Relativitätsprinzip.

Von H. Rohmann.

Zu seinem Vortrage „Physikalisches über Raum und Zeit“[1]) hat Herr Prof. Cohn ein Modell angegeben, dessen Konstruktion ich auf seine Anregung hier näher beschreibe.

Das Modell soll Längen und Zeitmessungen veranschaulichen in zwei zueinander bewegten Systemen, für die das Einsteinsche Relativitätsprinzip gilt. Dementsprechend ist am Modell eine gewisse Signalgeschwindigkeit c vorhanden, welche dieselbe Rolle spielt, wie die Lichtgeschwindigkeit in der dem Prinzip gehorchenden Welt. Ferner hat man zwei Bezugssysteme (d. h. Längenmaßstäbe mit an geeigneten Punkten angebrachten Uhren), von denen das eine (S) gegen den Beschauer ruht (im folgenden kurz festes oder Sonnensystem genannt) und das andere (E) dagegen mit einer gewissen Geschwindigkeit v bewegt ist (bewegtes oder irdisches System).

Der Beobachter kann einem solchen Modell gegenüber zwei verschiedene Standpunkte einnehmen: entweder er denkt sich in einem der beiden Systeme, wobei er als größte Signalgeschwindigkeit die „Lichtgeschwindigkeit“ c des Modells zur Verfügung haben soll (derselbe Standpunkt, den wir der Welt gegenüber einnehmen, wenn das Relativitätsprinzip gilt), oder aber, er kann das Modell wirklich betrachten, also Zeiten und Längen messen mit Hilfe einer gegen die „Lichtgeschwindigkeit“ c unendlich großen Signalgeschwindigkeit. Auf letztern Standpunkt werden wir uns natürlich für die Konstruktion des Modells stellen.

Für einen Beobachter der ersten Art sollen die bekannten Transformationsgleichungen gelten:

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\quad t' = \beta\left(t - \frac{v}{c^2}x\right) \\ &\text{b)}\quad x' = \beta(x - vt) \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\quad t = \beta\left(t' + \frac{v}{c^2}x'\right) \\ &\text{b)}\quad x = \beta(x' + vt'). \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

$$y = y',\ z = z',\ \beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Dabei sind t, x, y, z Zeit und Koordinaten im System S, t', x', y', z' im System E; die x- und x'-Richtung fallen mit derjenigen der Relativbewegung zusammen.

Das Modell ist nun so eingerichtet, daß die Gleichungen gelten, ein Beobachter erster Art findet also beide Bezugssysteme gleichwertig. Der Beobachter zweiter Art wird dagegen einem bestimmten System eine Ausnahmestellung zuerkennen; er findet nämlich eines, relativ zu dem die Lichtausbreitung wirklich[1]) gleichförmig ist, für das also zwei in entgegengesetzter Richtung sich fortpflanzende „Lichtsignale“ wirklich dieselbe Relativgeschwindigkeit haben. Ruht er selbst gegen dieses System, so werden dessen Uhren und Maßstäbe mit den seinen übereinstimmen, Zeit und Längen darin sind richtig. (Im Modell ist S dieses ausgezeichnete System.)

Im bewegten System scheinen ihm diese Größen dagegen verändert, d. h. gemessen durch die bewegten Uhren und Maßstäbe, andere Werte als die richtigen zu haben.

Nach obigem können wir nun statt der

1) E. Cohn, Himmel und Erde **23**, 117, 1910, auch Leipzig, B. G. Teubner, 1911.

1) Wirklich und richtig soll immer im Sinne des Beobachters zweiter Art verstanden sein.

richtigen Länge die im System S gemessene setzen und erhalten so die zur Konstruktion nötigen Beziehungen wie folgt:

a) für die richtige Länge $x_2 - x_1$ einer Strecke, die im bewegten System als $x_2' - x_1'$ gilt: aus 1b)

$$(x_2 - x_1) = \frac{1}{\beta}(x_2' - x_1'); \qquad (3)$$

b) für das richtige Zeitintervall $t_2 - t_1$, das einem im bewegten System zu $t_2' - t_1'$ gemessenen entspricht: aus 2a)

$$t_2 - t_1 = \beta(t_2' - t_1'); \qquad (4)$$

c) drittens ergibt sich aus 1a), daß zur Zeit $t = 0$ eine Uhr des bewegten Systems, die sich gerade an der Stelle $x = 0$ befindet (für die also auch $x' = 0$), die bewegte Zeit $t'_{x=0} = 0$ anzeigt, und daß eine andere an der Stelle $x = x$ die Zeit $t'_{x=x} = -\beta \frac{v}{c^2} x$ zeigt. Zwei Uhren im bewegten System, die voneinander um die richtige Strecke x entfernt sind, zeigen also „in Wirklichkeit" eine um

$$t_x' = -\beta \frac{v}{c^2} x \text{ verschiedene Zeit.} \qquad (5)$$

Nach diesen Vorbemerkungen kommen wir nun zur Ausführung des Modells (s. dazu die Gesamtansicht und die beiden Zeichnungen).

Die „Lichtgeschwindigkeit" c wird gegeben durch die Geschwindigkeit, mit der sich eine auf ein Band ohne Ende aufgesetzte Marke bewegt. Das Lichtsignal geht vorwärts oder zurück, je nachdem es auf den einen oder andern Teil der Schnur aufgesetzt ist. In derselben Weise wird der als bewegtes System dienende Wagen C vorwärtsgetrieben. Die Schnüre laufen um Schnurscheiben, welche auf zwei gemeinsamen Achsen an den Enden eines etwa 2,60 m langen Brettes sitzen (A_1 für die „Lichtgeschwindigkeit c, A_3 für die Systemgeschwindigkeit v). Die Führungsrollen A_1' und A_3' leiten die Schnüre in geeignete Lage und erlauben gleichzeitig ein Nachspannen.

Das Verhältnis der Radien A_3 und A_1 bestimmt das Verhältnis $\frac{v}{c}$ (die Größe dieser Radien, sowie der übrigen Dimensionen des Modells sind unten in einer Tabelle zusammengestellt).

$\frac{v}{c}$ wurde rund gleich $\frac{3}{4}$, genauer $= 0{,}746$ gemacht, entsprechend $\beta = \frac{3}{2}$; die Werte empfehlen sich, da sie für die Demonstration eine bequeme Rechnung und zugleich eine gut sichtbare Verkürzung ergeben.

Auf der Triebachse am rechten Ende sind außer A_1 und A_3 noch A_2 und A_4 befestigt. A_2 dient zum Antrieb des Ganzen durch einen Motor oder eine Handkurbel. A_4 überträgt vermittelst der ihr gleichen Rollen A_4', A_4'' und A_5 die Bewegung auf A_6 und diese dreht durch eine gekreuzte Schnur die Scheibe B_1, die auf der Zeigerachse der festen Uhr S_1 sitzt. Da auf diese Weise die Uhr sich nur dreht, wenn auch Wagen und Lichtsignal sich bewegen (und die bewegten Uhren ähnlich gekoppelt sind), so kommt es nicht darauf an, das Modell in gleichförmiger Weise zu bewegen. Man kann in irgendeinem Moment die Bewegung unterbrechen, um die Ablesungen zu machen.

Die zweite Uhr S_2 des festen Systems ist durch die einander gleichen Schnurscheiben B_2' B_2'' synchron mit der ersten verbunden. Die beiden Uhren sind auf einem Träger B am Grundbrett befestigt; die Achsen liegen in einer Entfernung von 60 cm voneinander. Die Zifferblätter, auf denen die Zeiger spielen, sind in 12 Teile eingeteilt, die wir Stunden nennen, um die Angaben bequem aussprechen zu können. Dabei ist die Drehungsgeschwindigkeit so gewählt, daß bei keinem Versuche Zeiten über 12 Stunden vorkommen. Eine feste Uhr dreht sich um $7^2/_3$ Stunden, wenn das Lichtsignal um 60 cm vorrückt.

Der Wagen C (das bewegte System) besteht aus einem Gestell, das mit 4 Rädern C_0' C_0'' auf Schienen läuft. Auf der linken Radachse sitzt eine kleine Schnurrolle C_1, deren Bewegung auf die Scheibe C_2 und damit auf die Zeigerachse der bewegten Uhr E_1 übertragen wird. Die zweite Uhr ist wieder mit der ersten durch C_3' und C_3'' gekoppelt. Die richtige Entfernung der beiden Uhrenachsen ist gleich 40 cm, was nach (3) für $\beta = \frac{3}{2}$ „60 cm" gemessen im bewegten System, entspricht. Das Übersetzungsverhältnis für die Uhrengeschwindigkeit ist nach (4) so gewählt, daß die Uhren im Verhältnis β langsamer laufen als eine feste Uhr. E_2 kann gegen E_1 um die nach (5) berechnete Zeit einfach verdreht werden.

Die Zeichnungen geben eine in den Verhältnissen richtige Darstellung des Modells, in der Tabelle sind außerdem noch die wichtigsten Maße aufgeführt. Da die Übertragung durch Schnüre geschieht, läßt sich bei der Berechnung der Schnurscheiben eine gewisse Unsicherheit nicht vermeiden und die genauere Justierung muß daher durch Abdrehen entsprechender Scheiben und Probieren gemacht werden[1]).

1) Herr Mechaniker Rolf vom hiesigen Institut hat uns durch die sorgfältige Ausführung des Modells sehr unterstützt; er liefert derartige Modelle zu angemessenem Preise.

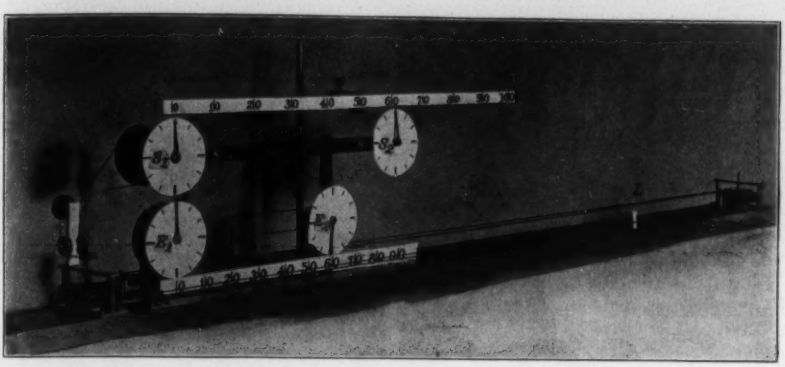


Fig. 1.

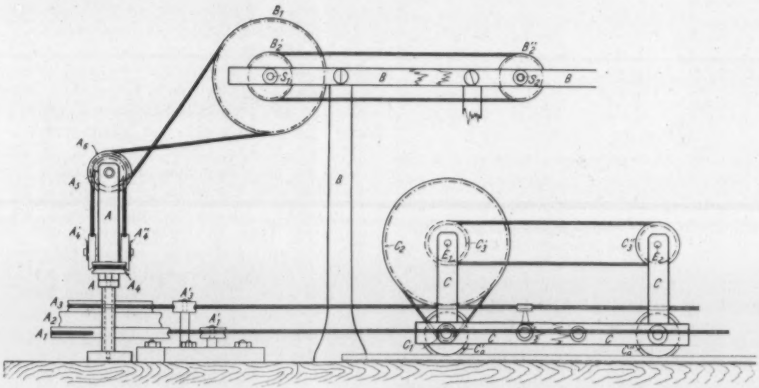


Fig. 2.

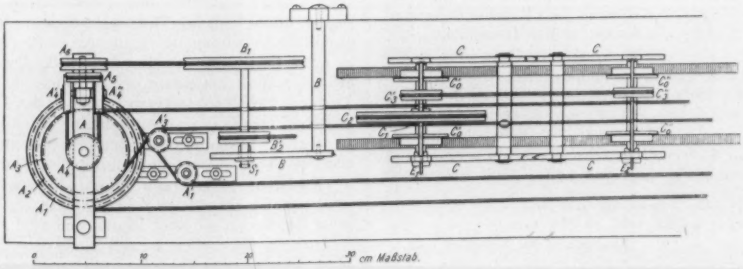


Fig. 3.

In der Tabelle sind die Durchmesser der Schnurscheiben so angegeben, wie sie sich an einem ziemlich genaue Werte ergebenden Modell herausstellten, bei dem gedrehte Seidenschnüre von etwa 2 mm Durchmesser verwandt wurden.

Tabelle.

$\beta = 3/2$ $\quad \frac{v}{c} = 3/4$ genauer 0,746

$c = \frac{60 \text{ cm}}{7^{5}/_{6}{}^{h}} \qquad v = \frac{60 \text{ cm}}{10^{1}/_{2}{}^{h}}$.

Eine bewegte Uhr dreht sich um 7^h, wenn eine feste Uhr sich um $10^1/_2{}^h$ bewegt.
Phasenverschiebung von E_2 gegen E_1: $t_x' = -5^5/_6{}^h$.
Länge des festen Systems
= Abstand von $S_1 S_2 = 60$ cm,
„ „ bewegten Systems
= Abstand von $E_1 E_2 = 40$ cm.

Durchmesser der Schnurscheiben.

A_1	104 mm	B_1	104 mm
A_2	90 mm	$B_2 B_2'$	34 mm
A_3	75 mm	$C_0 C_0'$	40 mm
$A_4 A_4' A_4'' A_5$	28 mm	C_1	12 mm
A_6	36,5 mm	C_2	114 mm
$A_1' A_3$	24 mm	$C_3 C_3'$	34 mm

Länge der Schienen 2 m.

Für die Demonstration verweise ich auf E. Cohn, l. c.

Straßburg/Els., Physik. Inst. 30. Juli 1911.

(Eingegangen 4. August 1911.)

Bemerkung zu meiner Arbeit über kristalline Flüssigkeiten[1].

Von H. v. Wartenberg.

Zu meinem Bedauern habe ich übersehen, daß die Frage nach dem Verhalten kristalliner Flüssigkeiten im Magnetfeld bereits $1^1/_2$ Monat vor mir von Herrn Mauguin[2]), was die Versuche betrifft, mit demselben Resultat behandelt ist, wie der Autor mir selbst freundlichst mitteilte. Da Herr Mauguin im Gegensatz zu mir durch sorgfältige Reinigung der Glasträge kapillare Richtkräfte vermied, gelang ihm auch bei Beobachtung $\perp$ zu den Kraftlinien ein Verhalten der Flüssigkeit zu konstatieren, das genau dem eines einachsigen Kristalls entsprach, den man $\perp$ zur optischen Achse untersucht.

1) Diese Zeitschr. **12**, 837, 1911.
2) C. R. **152**, 1680, 12. Juni 1911.

(Eingegangen 21. November 1911.)

Das Physikalische Institut der Universität La Plata[1]).

Von Margrete Bose.

Als mein geliebter Mann, Prof. Dr. Emil Bose, starb, hatte er eben die große Aufgabe gelöst, ein erstklassiges, vollauf modernes physikalisches Institut hier einzurichten.

Im Laufe von kaum zwei Jahren war es ihm durch unermüdliche, hingebungsvolle Arbeit gelungen, das Institut fertigzustellen und den physikalischen Unterricht in allen Richtungen zu ordnen, Pläne für neue Institute, die sich an das physikalische angliedern sollten, wurden ausgearbeitet, fröhliche Vorbereitungen zu wissenschaftlicher Tätigkeit getroffen, da fiel der Schatten des Todes über ihn, und er ruht nun aus von seiner Mühe auf dem Friedhofe von La Plata.

Als die Gefährtin meines Mannes nicht nur im häuslichen, sondern auch im wissenschaftlichen Leben, werde ich in folgendem versuchen, seine hiesige Wirksamkeit zu schildern und das eben vollendete Institut zu beschreiben.

Im März 1909 wurde Prof. Dr. Emil Bose durch den Präsidenten der National-Universität La Plata, Dr. Joaquin V. Gonzalez, berufen, um dort ein physikalisches Institut einzurichten und dessen Unterricht zu organisieren. Am 27. Mai gleichen Jahres langte er in Buenos Aires an, und übernahm am folgenden Tage in La Plata das Physikalische Institut, d. h. eine physikalische Demonstrationssammlung, die zum größeren Teile in einem Privathause untergebracht war, und einen Neubau, der eigentlich anderen Zwecken bestimmt gewesen war.

Ehe mein Mann nach La Plata kam, war das Physikalische Institut dort nach dreijährigem Bestehen aufgelöst worden. Dessen Personal war folgendes gewesen: Der Direktor, ein Professor der Physik, ein „Profesor adjunto", zwei erste und zehn jüngere Assistenten, je ein Sekretär für das Kabinett und für die Werkstätten, zwei Mechaniker, sieben Tischler, drei Diener; seine Wirksamkeit umfaßte: eine physikalische Vorlesung ohne jegliche Demonstrationen, ferner physikalische Übungen, deren Art und Anzahl in jeder Beziehung zu wünschen ließ. Die Studenten waren außerdem verpflichtet, in den Tischler- und Mechanikerwerkstätten des Physikalischen Institutes pro Studienjahr 300 Stunden zu arbeiten; gleichzeitig wurden dort Lehrjungen aus der Stadt angenommen und ausgebildet.

Nachdem mein Mann einen „Profesor adjunto" (entsprechend dem Professor a. o. deutscher Universitäten), einen ersten und zwei zweite Assistenten (die beiden letzten Studenten), einen

1) Instituts-Neubauten Nr. IX (Nr. VIII: diese Zeitschrift **12**, 818, 1911).

Mechaniker, einen Tischler und zwei Diener angenommen hatte, sah er sich erst die Sammlung an und fand eine sehr große Demonstrationssammlung vor, die von einer deutschen Firma „en bloc" geliefert worden war. Wissenschaftliche Meßinstrumente irgendwelcher Art waren fast nicht vorhanden.

Neben eifrigster Arbeit an den Plänen für die Inneneinrichtung des Neubaues wurde schon in den ersten Wochen ein physikalisches Praktikum ins Leben gerufen, so gut es sich eben machen ließ. Jeder verfügbare Raum in der Sammlung, die Glasveranda des Hauses, das ehemalige Dienerzimmer im ersten Stock auf der anderen Seite des Hofes und dieser selbst wurden hierzu benutzt. Nach meiner Ankunft, anfangs Juli, begannen die Übungen (zweimal wöchentlich drei Stunden), die bis Mitte November, 14 Tage länger als das Studienjahr (März bis Oktober) fortgesetzt wurden, um etwas von der versäumten Zeit einzubringen.

Die Pläne für das neue Institut waren inzwischen mit Hilfe des „Profesor adjunto", Ingeniero A. Pereyra Miguez, so schnell gefördert worden, daß schon Mitte Juli detaillierte Vorschläge für die Installationen von Gas, Wasser und elektrischer Beleuchtung, für die Maschinen für hoch- und niedergespannten Gleich- und Wechselstrom, für einen fünfstufigen Hochdruckkompressor samt einer Luftverflüssigungsanlage, und schließlich für die Einrichtung des großen Hörsaales im Institut dem Präsidenten der Universität vorgelegt werden konnten, und am 27. Juli wurden die Vorschläge dem Ministerium (Ministerio de Justicia é Instruccion Pública) unterbreitet.

Mitte Oktober wurden nach gleichfalls detaillierten Vorschlägen meinem Manne etwa 50000 Mark bewilligt zur Ergänzung des physikalischen Kabinetts, zum Ankauf einer Handbibliothek für das Institut und zum Ausbau der Mechanikerwerkstatt.

Anfang Dezember wurden die Jahresexamina abgehalten.

Die heißen Monate Dezember und Januar waren fast verstrichen, ehe die Arbeiten für die elektrische Installation vom Ministerium vergeben worden waren. Da diese Installation nur einen dritten Teil der Institutseinrichtung ausmachte, ermächtigte die Universität am 14. Februar meinen Mann, alle weiteren Arbeiten nach seinem Gutdünken auszuführen.

Rege Tätigkeit begann jetzt in dem Neubau. Gas- und Wasserleitungen wurden verlegt, die Holzkonstruktion des Amphitheaters, der Demonstrationstisch und die übrigen Einrichtungen im großen Hörsaal eingebaut.

Mitte März siedelten wir mit dem physikalischen Praktikum in die neuen Räume über. In den Monaten April und Mai wurden die Werkstätten und das Kabinett überführt.

Obwohl mein Mann, wegen der Verzögerung bei dem Vergeben der Installationsarbeiten, das Institut nicht zur Jahrhundertfeier Argentiniens[1]) fertigstellen konnte, wie er beabsichtigt hatte, begann er doch schon im Juni seine dreistündige Vorlesung in Experimentalphysik. Im Juli 1910 waren die Arbeiten im Institut so weit fortgeschritten, daß dieses den Teilnehmern des „Congreso Cientifico Internacional Americano", der vom 10. bis 25. des Monats in Buenos Aires tagte, gezeigt werden konnte.

Außer Experimentalphysik las mein Mann einstündig physikalische Chemie. Vorlesungen über mathematische Physik wurden von Dr. Paul Frank, Catedrático de matemáticas en el Instituto Nacional del Profesorado Secundario, und über Elektrotechnik von Herrn J. Frickart, Ingeniero electricista principal de la Armada Nacional, abgehalten. Ich leitete die physikalischen Übungen[2]). Der erste Assistent, Herr Elizabe, erwies sich als ausgezeichneter Vorlesungsassistent, die beiden zweiten Assistenten, J. Collo und R. Loyarte, leisteten sehr gute Dienste beim physikalischen Praktikum. Was unsere Schüler betrifft, wozu ja auch die beiden letztgenannten Herren gehörten, so machten wir im zweiten wie im ersten Jahre nur die besten Erfahrungen. Im allgemeinen kann man sagen, daß die Studierenden in Argentinien eine überaus große geistige Reaktionsgeschwindigkeit besitzen. Es ist ein Vergnügen zu unterrichten.

Da der elektrische Installateur seine Verpflichtungen absolut nicht erfüllte, mußte mein Mann mit Hilfe des Personals des Instituts die elektrische Installation selbst fertigstellen lassen. Von September 1910 bis März 1911 hat er alle Installationen elektrischer Art, die Aufstellung des Kompressors und der Luftverflüssigungsanlage persönlich geleitet, nur für die Akkumulatorenbatterien war ein Monteur zur Verfügung.

Während der heißen Sommermonate Dezember, Januar und Februar gönnte sich mein Mann keine Stunde Ruhe, da er wünschte, das Institut zum Beginn des neuen Unterrichtsjahres fertigzustellen. Vielleicht hatte er deshalb weniger Widerstandskraft gegen die Krankheit, die ihn befiel.

Vier Wochen nachdem das Institut mit einer glänzenden Vorführung seiner Einrichtungen eröffnet worden war (Ende März), kam Dr. J. Laub

1) 25. Mai 1910.

2) Gleichzeitig mit meinem Mann berufen war ich erst „Profesora adjunta"; meinem Kontrakt vom 19. Okt. 1909 zufolge wurde meine Stellung als die eines ordentlichen Professors festgelegt.

Fig. 1.

hier an, um einen Lehrstuhl für Geophysik zu übernehmen. Ende April kam Dr. K. Simons, früher a. o. Professor in Jena, der künftige Leiter eines zu errichtenden Instituts für angewandte Elektrizität. Mitte März hatten die physikalischen Übungen angefangen, in Anbetracht der höheren Schülerzahl von Ing. Pereyra Miguez und mir geleitet; die Vorlesungen über Experimentalphysik begannen; vier Doktoranden arbeiteten fleißig in den schönen Räumen.

Da nahm der Tod den Leiter! Nahm ihn mir, seiner Wissenschaft, seinem selbstgeschaffenen Institut und zerstörte tausend Gedanken und Hoffnungen für immer.

Deutschland hat einen guten Sohn verloren, denn Emil Boses Erfolg hier war schon ein Sieg deutscher Wissenschaft und deutschen Geistes.

Die Sympathie, mit der er in Argentinien aufgenommen wurde, blieb ihm bis zu seiner letzten Stunde bewahrt und darüber hinaus. Von seiten der Universität und seiner Kollegen hat er nur Entgegenkommen gefunden. Enttäuschungen, die so manche im Auslande zu beklagen haben, sind ihm nicht widerfahren.

An seinem Grabe wurde im Namen des Präsidenten der Universität gesagt: „Wir empfinden sein unerwartetes Hinscheiden als einen großen Verlust für die Wissenschaft und für die argentinische Zivilisation".

Das Gebäude.

Das Physikalische Institut der Nationaluniversität La Plata befindet sich in einem einstöckigen Bau mit hohem Kellergeschoß, Fig. 1, der inmitten großer Gartenanlagen parallel zu dem mächtigen Gebäude des „Colegio Nacional", einer mit der Universität verbundenen höheren Schule liegt. Seine Räume waren ursprünglich für den physikalischen und chemischen Unterricht dieser Schule bestimmt.

Wie die Aufgabe gelöst ist, ein physikalisches Institut in gegebene Räume einzufügen, sehen wir am besten bei einem Gange durch das Gebäude[1]).

Wir gehen die Freitreppe hinauf und treten links am Ende des Säulenganges in die „Secretaria", in der Herr De la Fuente als Sekretär und Geschäftsführer des Instituts weilt. Ihm untersteht auch die Institutsbibliothek und deren Katalog, und außerdem kennt er die Sammlung hinlänglich, um die Apparate nach dem Inventar in den Schränken auffinden zu können.

Durch die Tür zur Rechten treten wir in das Direktorialzimmer. Hier steht in zwei großen und zwei kleineren Schränken der größte Teil

1) Auf dem beigefügten Plan des Kellergeschosses sieht man auch die Raumverteilung im ersten Stock. Der große Hörsaal liegt also über den Räumen XVIII, XIX, XXI, XXII, XXIV, XXV und X.

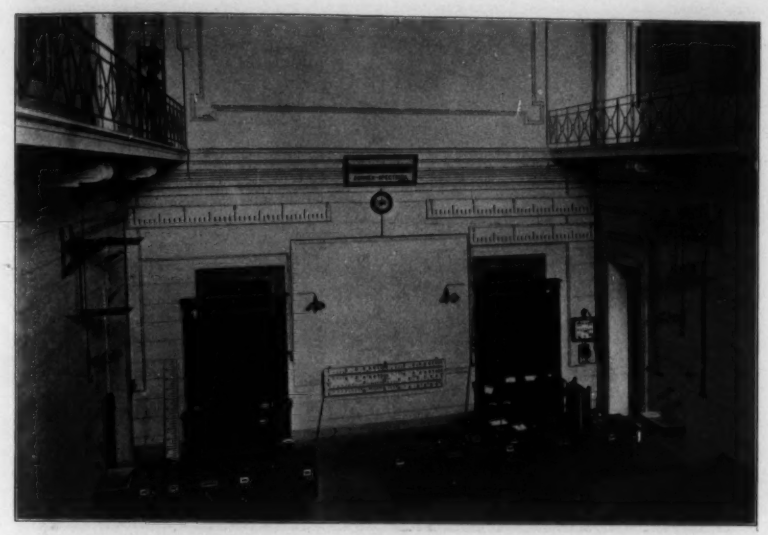


Fig. 2.

der wissenschaftlichen Apparate, mit denen mein Mann die Sammlung vervollständigt hat.

Die wissenschaftliche Bibliothek meines Mannes (etwa 600 Bände und 6000 Separata), die ich zu seiner Erinnerung dem Institut gestiftet habe, soll auch hier untergebracht werden.

An das Direktionszimmer schließt sich in der Längsachse des Gebäudes das Laboratorium für die Spezialarbeiten meines Mannes an. Hier waren die Apparate für eine Arbeit über kalorimetrische Messungen aufgebaut, hier steht das Heizmikroskop, mittels dessen bereits schöne Photographien anisotroper Flüssigkeiten gemacht worden waren. Das alles ist jetzt verwaist.

An der Längswand hängt die elektrische Uhr, mit der die Uhren im großen Hörsaal, in der Bibliothek und beiderseitig im Kellergeschoß angetrieben werden. Ferner findet sich ein Gebläsetisch, ein selbstregistrierendes Barometer, eine Sartoriuswage bis 3 Kilo, eine Analysenwage u. a. m. Wie in allen Arbeitsräumen des Instituts sind Marmortische in die Wände fest eingelassen, auch sind Gas, Wasser und Stromabnehmer allerart reichlich vorhanden. (Meines Mannes Programm war: In jedem Raum jede Stromquelle.)

In dem nächsten Raum steht mitten auf dem Boden eine große Elektrisiermaschine ältester Form und eine ihr an Alter und Größe gleichkommende Quecksilberluftpumpe. An den Wänden entlang stehen hohe Schränke mit Glastüren, die für eine historische Sammlung bestimmt waren. Vorläufig enthalten sie eine schöne Serie Dewarscher Gefäße für flüssige Luft und Instrumente für luftelektrische Messungen. In zwei Schaukästen zwischen den Fenstern sehen wir allerhand Merkwürdigkeiten, wie eine alte Goldmünzenwage, einen Kegelspiegel u. a. m.

Hierauf gelangen wir zu einem kleinen Treppenraum. Die Tür rechter Hand ist der Eingang für das Institutspersonal und die Studierenden; die Treppe zur Linken führt nach oben zur Galerie des Hörsaales, nach unten zu den Räumen für das Praktikum und zu den Werkstätten.

Der Hörsaal.

Geradeaus kommen wir in den großen Hörsaal (Fig. 2). Durch die ganze Breite des Saales zieht sich der große Demonstrationstisch. In der Mitte der Wand hinter diesem ist eine weiße Fläche, die als Projektionsschirm benutzt wird, darunter ein logarithmischer Rechenschieber (2,50 m $\times$ 0,60 m), der im Institut angefertigt wurde, und zu beiden Seiten Wandtafeln vor den Türen zur Säulenhalle. In der Ecke zur Linken des Vortragenden befinden sich die Schaltvorrichtungen für die Vorlesungsgalvanometer, für Beleuchtung und Verdunkelung des Saales. Höher an der Wand hängt in der

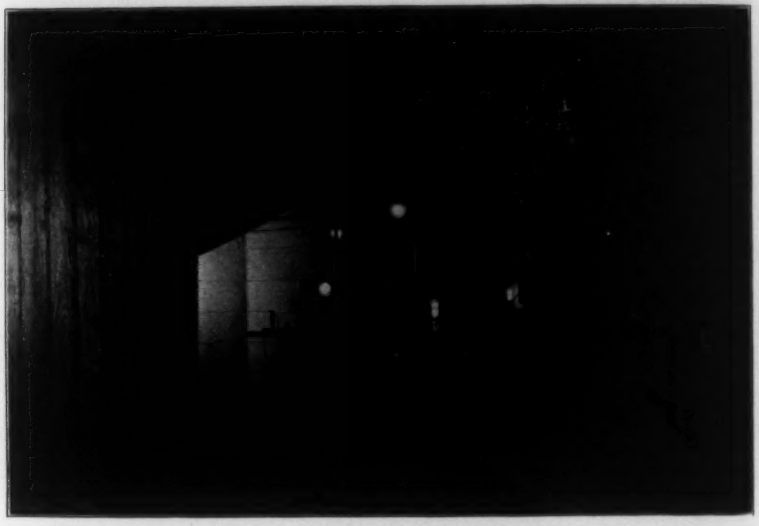


Fig. 3.

Mitte des Saales eine hübsche Uhr, darüber ein großes Sonnenspektrum.

Bänke und Tische aus poliertem Zedernholz sind in Form eines Kreisabschnittes mit großem Durchmesser amphitheatralisch vom Boden bis zur Galerie hinauf angeordnet.

Die ersten drei Bänkereihen sind in der Mitte durch eine Öffnung unterbrochen. Hier steht ein Projektionsapparat und ein einfaches Epidiaskop, im Institute selbst mit zwei Bogenlampen und einer Linse konstruiert. Durch eine Tür gelangt man in den Raum unter den Bänken, der als Vorratsraum und zur Hinstellung größerer Apparate, beweglicher Schalttafel usw., dient. Hier ist auch in der Hinterwand des Saales eine runde verschließbare Öffnung für einen Heliostaten, durch den Sonnenlicht nach der Mitte des Demonstrationstisches geworfen werden kann; damit die Tür, die in diesen Raum hineinführt, geschlossen bleiben kann, ist auch in dieser eine verschließbare Öffnung angebracht. In ihm befindet sich auch ein Wandschrank zur Aufnahme aller Zubehörteile zum Projektionsapparat.

Der Hörsaal ist 12 m hoch. In ein wenig mehr als halber Höhe läuft eine leichte Galerie um die zwei Längswände und die eine Querwand. Mitten auf diese letztere führt eine Treppe, von der obersten Bänkereihe in zwei Hälften geteilt, zum Amphitheater, über sie kommen die Zuhörer in den Hörsaal von dem früher erwähnten Treppenraum aus. Als Garderobe dienen nur ein Paar Reihen Kleiderhaken auf dem Treppenabsatz vor dem Hörsaale, dies genügt in diesem Lande, wo man im Winter seinen Überzieher im Zimmer anbehält, weil nicht geheizt ist, im Sommer keinen trägt.

Hinter dem obersten Teil des Amphitheaters ist ein Durchgangszimmer für subjektive Beobachtungen eingerichtet. Hier findet sich in der Seitenwand links eine Heliostatenöffnung. Die Studierenden können in diesen Raum von der einen Seite des Amphitheaters hinter der obersten Bank hineinkommen; auf der entgegengesetzten Seite hinausgehen; die elektrische Beleuchtung kann an beiden Türen sowohl wie mitten in dem Raum eingeschaltet und ausgeschaltet werden (Fig. 3 u. 4).

Der Hörsaal hat auf jeder Längswand, außerhalb der Glastür, die von der Treppe zur Galerie hineinführt, der Galerie entlang sechs große Fenster, in der Endwand ist, gleichfalls über der Galerie, ein sehr großes dreigeteiltes Fenster von mattem Glase. Das große Fenster hat eine automatische Verdunkelungsvorrichtung, deren Elektromotor unten vom Hörsaal aus- und eingeschaltet werden kann. Alle übrigen Fenster sowohl wie die beiden Glastüren sind mit schwarzem Tuch geblendet. In einem Lande mit einer solchen Lichtfülle wie Argentinien eine

Fig. 4.

gute Verdunkelungseinrichtung zu schaffen, war keine leichte Aufgabe.

Die künstliche Beleuchtung des Hörsaales besteht in einer Reihe Bogenlampen unter der Decke und einer Reihe Metallfadenlampen auf der Galerie, außerdem sind ein paar Lampen auf jeder Seite der weißen Wandfläche über dem Rechenschieber.

An dem Demonstrationstisch, der eigentlich aus zwei solchen besteht, fertig aus Deutschland bezogen, finden sich Leitungen und Stromabnehmer für Hoch- und Niederspannung, zwei breite Kupferleiter für Starkstrom, Druckluftleitung und Sprechrohr zum Maschinensaal.

Unter der Galerie auf beiden Seiten des Saales sind Vorlesungsgalvanometer angebracht, deren Skalen sich über den Wandtafeln an der Endwand befinden.

Wasserleitung mit drei Hähnen und großem Ausguß findet sich an den Wänden, in Verlängerung des Demonstrationstisches auf der einen Seite, wo auch eine Wasserstrahlluftpumpe ihren Platz hat, an der anderen Seite ist ein Durchgang zwischen Tisch und Ausguß, wie auch eine mit zwei herunterklappbaren Platten verschließbare Öffnung sich mitten in dem Tische befindet.

Die Sammlung.

Geht man vom Hörsaal weiter, so kommt man über einen kleinen Raum mit Treppen nach der Galerie und dem Kellergeschoß, wie auf der anderen Seite, in die drei großen Sammlungsräume hinein. Diese sind ganz mit den Glasschränken der Sammlung angefüllt, nur in dem ersten Zimmer ist das erste Drittel als Vorbereitungszimmer für die Vorlesungen gedacht. Hierhin sind Hoch- und Niederspannungsleitungen gelegt. Gas und Wasser sind in allen drei Zimmern vorhanden.

Die Sammlung ist sehr groß und reichhaltig. Nach dem Katalog umfaßt sie 2671 Nummern. Sie hat etwa 70000 Pesos (= 126000 M.) gekostet. Wäre sie seinerzeit eingekauft worden nach demselben Prinzip, nach welchem mein Mann sie vervollständigte, nämlich daß jedes Instrument oder jeder Apparat von einer Spezialfabrik bezogen wird, hätte man mehr für dasselbe Geld gehabt, doch läßt sie jetzt, nachdem nachträglich wissenschaftliche Instrumente von Zeiß, Edelmann, Hartmann & Braun, Ruhstrat, Siemens & Halske, Fueß usw., angeschafft worden sind, kaum zu wünschen übrig.

Überall in den Sammlungsräumen stehen noch außerhalb der Schränke Apparate und Instrumente auf dem Boden, überflüssiger Platz ist trotz der großen Räume nicht vorhanden.

In den Sammlungsräumen sind die Türen, die zur Säulenhalle hinausführen, gesperrt.

Die Bibliothek.

Von dem letzten Sammlungsraum führt eine Tür zu der mit der „Secretaria" symmetrisch liegenden Bibliothek. Die Bibliothek und der letzte Sammlungsraum waren ursprünglich ein Zimmer, die Bibliothek wurde dann durch eine Gipswand abgeteilt.

In dem Bibliothekszimmer finden sich den zwei Längswänden entlang, durch die Tür zur Sammlung auf der einen, ein Fenster auf der anderen Seite unterbrochen, Bücherständer. Das Fenster in der kurzen Wand ist von einer schwarzen Tafel verdeckt, darüber hängt eine Uhr. In der anderen Endwand führt eine Tür zur Säulenhalle hinaus. Neben der Tür ist eine Waschvorrichtung. Zwei große Arbeitstische sind zu einem Tisch in der ganzen Länge des Zimmers vereinigt. Als Stühle dienen Holzhocker, wie sie sich überall in den Arbeitsräumen des Instituts finden, sie sind im Institut angefertigt.

Das Bibliothekszimmer wird zugleich als kleiner Hörsaal benutzt.

Die Bibliothek umfaßt die für ein physikalisches Institut wichtigsten Zeitschriften:

Wiedemanns Annalen und Annalen der Physik,
Physikalische Zeitschrift,
Zeitschrift f. Instrumentenkunde,
Zeitschrift f. physikalischen und chemischen Unterricht,
Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik,
Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie,
Journal de Physique (3. Serie, von 1892),
Nuovo Cimento (5. Serie, von 1895),
Physical Review (von 1894),
Elektrotechnische Zeitschrift (von Anfang ab)[1],

außerdem Handbücher und wissenschaftliche Werke, soviel sich für die bewilligte Summe kaufen ließ. Es werden etwa 400 Bände sein. Suppliert wie die Bibliothek jetzt ist durch unsere Büchersammlung, worin sich die vollständigen Serien von Zeitschrift f. Physikalische Chemie, Zeitschrift f. Elektrochemie und Verhandlungen d. D. physikalischen Gesellschaft finden; so glaube ich sagen zu dürfen, daß wenige physikalische Institute über eine derartige Handbibliothek verfügen, in Südamerika ist sie sicher die einzigste ihrer Art.

Kellergeschoß.

Begeben wir uns nun in das Kellergeschoß. Dieses war ursprünglich nur als Vorratsraum gedacht, weshalb es niedrig (2,30 m) ist; die Fenster sind klein, die Treppen, die hinunterführen, eng. Auch war der ganze unter der oberen Säulenhalle laufende Korridor ganz ohne Ventilation. Der Boden ist im Kellergeschoß von Zement, während in den übrigen Räumen im ganzen Institut die Böden aus Steinfliesen bestehen. Die Decken und Wände sind weiß wie überall in dem Gebäude.

Trotz allem ist es gelungen, auch diese Etage sehr brauchbar zu machen. Die Einteilung ist, wie auf dem Plane sichtbar; folgende.

Die Praktikumsräume.

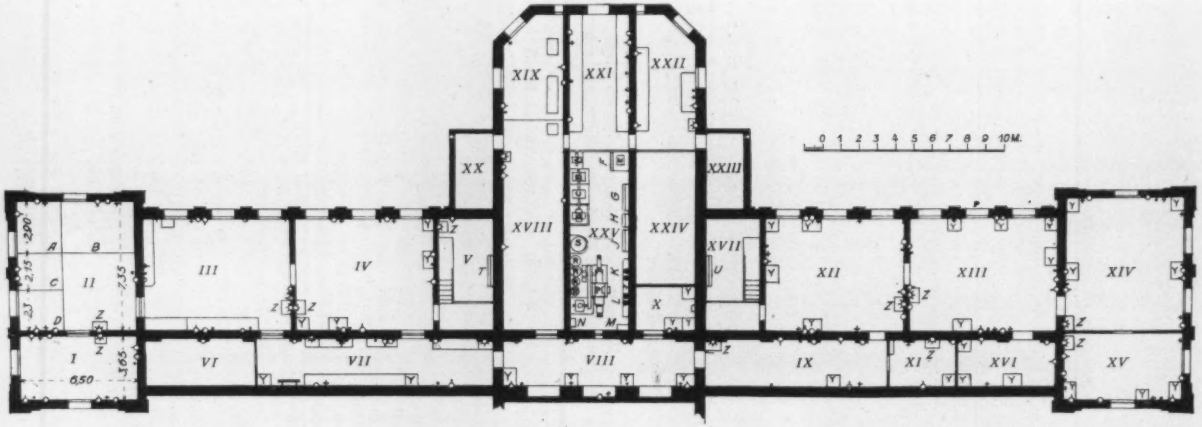
Fangen wir in der Ecke an, wo oben die „Secretaria" liegt, so haben wir hier in I und II Praktikumsräume für Optik. Alle Fenster sind hier mit schwarzem Tuch geblendet. In I sind Decken und Wände schwarz angestrichen, in II dunkelgrau, außerdem ist II durch dunkle Vorhänge in kleinere Räume geteilt. Die beiden nächsten Räume sind für Übungen in Mechanik bezw. Elektrizität bestimmt (Plan: III u. IV). In IV hängt an der Wand gegen den Treppenraum eine Uhr, so daß sie von der Tür zwischen I und II aus sichtbar ist.

Jeder von den Praktikumsräumen ist mit Wasser, Gas und Stromabnahmestellen für Niederspannung wie für 220 Volt versehen. In jedem Zimmer ist eine schwarze Wandtafel angebracht. In III laufen an den zwei Wänden entlang feste Tische, in IV sind mehrere Marmortische für Galvanometer in die Wände eingelassen. Die Räume sind alle reichlich mit größeren und kleineren Arbeitstischen teils freistehend, teils an den Wänden mit Schränken darunter versehen. In III und IV sind außerdem in jedem zwei Schreibtische. Von den Praktikumsapparaten hat jeder seinen bestimmten Platz und ist womöglich fest aufgestellt.

Auf jedem Tisch liegen vierstellige Logarithmentafeln auf Pappe aufgezogen. An den Wänden hängen als Vorbilder für die Übungen Formulare für die Notierung der auszuführenden Arbeit. Auf dem Formular sind auch die Formeln für die Ausrechnung der Beobachtungen gegeben. Der vollständige Mangel an irgendeinem einschlägigen Lehrbuch in spanischer Sprache hat diese Formulare nötig gemacht. Eine kurze Beschreibung jedes einzelnen Apparates und wie man damit arbeiten soll, habe ich angefangen auszuarbeiten, bin aber bis jetzt nur mit den optischen Übungen fertig geworden.

Das Praktikum ist reichhaltig und umfaßt die wichtigsten Übungen auf jedem Gebiete. 67 Übungen sind eingerichtet, viele weitere in Vorbereitung. Der Zahl nach verteilen sie sich folgendermaßen: Optik 12, Mechanik 21, Elektrizität und Magnetismus 22, Kalorimetrie 10,

1) Diese letzte hat mein Mann dem Institut geschenkt zugleich mit der hübschen Sammlung wissenschaftlicher Meßinstrumente, die wir selbst besaßen, anläßlich der Überführung des Instituts ins neue Gebäude.



Erklärung der Bezeichnungen im Maschinenraum Plan: XXV.

A Universaldynamo,
B Wechselstromdynamo,
C Antriebsmotor,
D Hochspannungsgleichstrommaschine,
E Transformator,
F Hochspannungsschalttafel,
G Maschinenschalttafel,
H Quecksilberumschalter,
I Ladeschalttafel,
J Stahlflaschen,
K Hampsonverflüssiger,
L Hochdruckreiniger,
M Registrierapparat für den Ladestrom,
N Öhlanlasser und Schalter des Elektromotors,
O Antriebsmotor,
P Hochdruckkompressor,
R, R, R, R Niederdruckreiniger,
S Kühlgefäß.

Erklärung der Zeichen auf dem Plane.

• 220 Volt
+ ♀ } Stromabnahmestellen
○ ♂
Wasserleitung mit drei Hähnen
Z Ausguß
Y Marmortisch

Plan.

Akustik 2. Physikalisch-chemische Übungen waren auch ins Auge gefaßt.

Wie aus dem Plane ersichtlich, führt die Treppe von oben zu einem Raum vor dem Praktikumsraume IV, hier ist unter der Treppe eine kleine Teeküche eingerichtet[1]). An der Wand ist die eine große Hauptverteilungsschalttafel mit 72 Leitungen für Niederspannung für diese Hälfte des Instituts angebracht (Plan: T); die Schalttafel ist in einen Eisenrahmen eingesetzt, der mit zwei Haken drehbar aufgehängt ist; durch ein Eisengitter ist sie gegen den Zutritt Unbefugter geschützt.

Der kleine Raum, der übrig bleibt, ist mit Kleiderhaken in zwei Reihen versehen und wird als Garderobe der Praktikumsräume benutzt. Unter der Decke laufen die zahlreichen Leitungsdrähte, die zur Schalttafel führen. Unmittelbar an dem Fuß der Treppe führt eine Tür zu Raum IV hinein.

Von IV gelangt man in den Korridor; dieser läuft unter der Säulenhalle in ihrer ganzen Länge und bekommt sein Licht durch Fenster von rauhem Glas in der Decke. Ursprünglich ein einziger Raum, ist er jetzt mehrfach unterteilt. Wie auf dem Plane ersichtlich, ist rechts das photographische Zimmer (Plan: VI) durch eine Zwischenwand mit Tür vom Korridor getrennt. Die drei nächsten Abteilungen des Korridors (Plan: VII, VIII, IX) werden auch als Praktikumsräume benutzt. Dem photographischen Zimmer am nächsten finden sich im wesentlichen Apparate für kalorimetrische Übungen, doch sieht man hier auch eine Birkelandsche elektrische Kanone, im Institute gebaut, und andere Apparate. In den beiden anderen Räumen sieht man auf beiden Seiten außer Apparaten für kalorimetrische Übungen solche, die in den der Mechanik und Elektrizität vorbehaltenen Räumen keinen Platz fanden oder hier besser stehen. Zahlreiche Tische und Marmorkonsolen, Gas- und Wasserhähne, Ausgüsse, Stromabnehmer für Niederspannung und 220 Volt erleichtern hier wie überall jeden Aufbau. Auch schwarze Wandtafeln finden sich in jedem der Räume, in IX auch ein Glasblasetisch.

Zimmer für konstante Temperatur.

Von VIII führen links und rechts für die Endwand des Maschinensaals Türen zur Werkstatt bezw. zu einem Zimmer für konstante Temperatur hinein (Plan: X). Dieses Zimmer enthält eine astronomische Uhr. Es wird mit Kalk trocken gehalten und hat außer der Tür keine Öffnungen.

1) In allen hiesigen Kontoren, Instituten usw. werden in den Arbeitsstunden den Angestellten Tee oder Kaffee serviert und auch jedem Besucher angeboten.

Photographisches Zimmer.

Wenden wir uns zurück zum photographischen Zimmer (Plan: VI). Um zugleich als Dunkelzimmer dienen zu können, sind alle Fenster mit Holzblenden und schwarzen Vorhängen versehen. Wände und Decke sowohl wie Schränke und der um den größten Teil des Raumes laufende Wandtisch sind schwarz angestrichen. Der Tisch ist mehrmals durch schmale Zwischenräume unterbrochen, damit nicht Flüssigkeiten von einem Teil derselben Sachen, die auf einem anderen Teil liegen, verderben können. Auch zwei große Ausgüsse mit den zugehörigen Wasserleitungen unterbrechen an zwei Stellen den Wandtisch. Alles ist so angeordnet, daß man zum Beispiel an der einen Seite anfangend sich nach und nach während der Arbeit an Tisch und Ausgüssen entlang bewegt, bis man am andern Ende des Zimmers endet. Auf Wandgestellen findet man in derselben Weise angeordnet die Hilfsmittel und Chemikalien, die man an dem gegebenen Punkte für die Arbeit nötig hat.

Klemmen für Niederspannung und 220 Volt finden sich ebenfalls im Zimmer.

Die elektrische Beleuchtung läßt sich einschalten mit Lampen von gewöhnlichem oder rotem Glase.

Das photographische Zimmer sowohl wie der ganze übrige Korridor ist, ob abgeteilt oder nicht, durch überdachte Öffnungen in der Decke gut ventiliert.

Räume für wissenschaftliche Arbeiten.

Am Ende des Korridors führt eine Tür in ein kleines abgeteiltes Zimmer (Plan: XI), links eine andere Tür zu den vier großen mit den Praktikumsräumen am anderen Ende des Gebäudes symmetrischen Zimmern (Plan: XII, XIII, XIV, XV), alle für wissenschaftliche Arbeiten bestimmt und zum Teil schon bezogen (Plan: XIV, Fig. 5). Von XIII kommt man in das letzte Stück des Korridors, das auch als wissenschaftliches Arbeitszimmer benutzt wird (Plan: XVI). Von XII führt eine Tür ins Freie, doch wird sie, wie die in dem symmetrischen Praktikumsraum befindliche, immer abgeschlossen gehalten.

Symmetrisch mit der anderen liegt auch auf dieser Seite des Gebäudes eine Treppe. Im Treppenraum hängt die Verteilungsschalttafel für diese Seite des Instituts (Plan: XVII U).

Werkstätten.

Begeben wir uns nun zurück in den Korridor und betreten die Werkstätten (Plan: XVIII, XIX, XX). Der erste Teil des Werkstattraumes (XVIII) ist Tischlerwerkstatt, in welcher zwei

Fig. 5.

Hobelbänke stehen, und in der nun seit einem Jahr zwei, bisweilen drei Tischler gearbeitet haben. Der zweite Teil ist dem Mechaniker vorbehalten, weil hier gute Beleuchtung durch mehrere Fenster vorhanden ist. Außer einer kleinen Drehbank und anderen, für einen Mechaniker notwendigen Arbeitsmaschinen, findet sich hier eine neue große, elektrisch betriebene Präzisionsdrehbank.

Links vor der Werkstatt liegt ein mit festen Gestellen versehener Raum (Plan: XX), der als Depot für den Mechaniker dient. Als Holzdepot dienen teils die Tischlerwerkstatt selbst, teils ein paar Schuppen außerhalb des Gebäudes.

In der Tischlerwerkstatt muß immer bei künstlicher Beleuchtung gearbeitet werden, wie auch das Depot kein Fenster hat. Der Depotraum war ursprünglich zugemauert, er liegt unter dem W.-C. und enthält die Rohrleitungen; da es aber sehr notwendig war, einen Vorratsraum zu schaffen, ließ mein Mann eine Türöffnung in die Mauer schlagen.

Hofraum.

Von der Werkstatt gehen wir rechts in einen Raum hinein, der vor dem Maschinenraum liegt (Plan: XXI). In der Mitte der schmalen Wand führt eine Tür zu einem durch ein Drahtgitter von den Gartenanlagen abgeschlossenen Platz auf der Hinterseite des Gebäudes. Hier ist in einem Holzschuppen mit Wellblechdach die Schmiede eingerichtet, in zwei anderen der Holzvorrat untergebracht. In dem Hofe steht auch ein meteorologisches Häuschen mit selbstregistrierenden Instrumenten.

Elektrotechnische Übungen.

Der Raum vor dem Maschinenraum (Plan: XXI) ist für elektrotechnische Übungen eingerichtet. Beide Wände entlang sind Tische von sehr hartem Holz auf Eisenträgern in die Wand eingelassen. In passender Höhe über den Tischen befinden sich zwei Holzleisten, zwischen welchen die verschiedenen Meßinstrumente, auf Holzplatten montiert, nach Bedarf eingesetzt werden können. Über den Tisch auf der linken Seite läuft eine Welle zum Betrieb von sieben kleinen Übungsdynamomaschinen für das elektrotechnische Praktikum, auf dem anderen Tische ist Raum für den Aufbau ähnlicher Sachen.

Chemisches Zimmer.

Wir gehen an dem Maschinenraum vorbei und gelangen in das chemische Zimmer (Plan: XXII). Hier ist in eines der Fenster ein Abzug mit konstantem Wasserbad eingebaut. Links befindet sich ein langer Tisch mit Schieferplatten, wo eine Reihe verschiedener Öfen aufgebaut sind, rechts ein Schranktisch mit Gipsplatte. Das

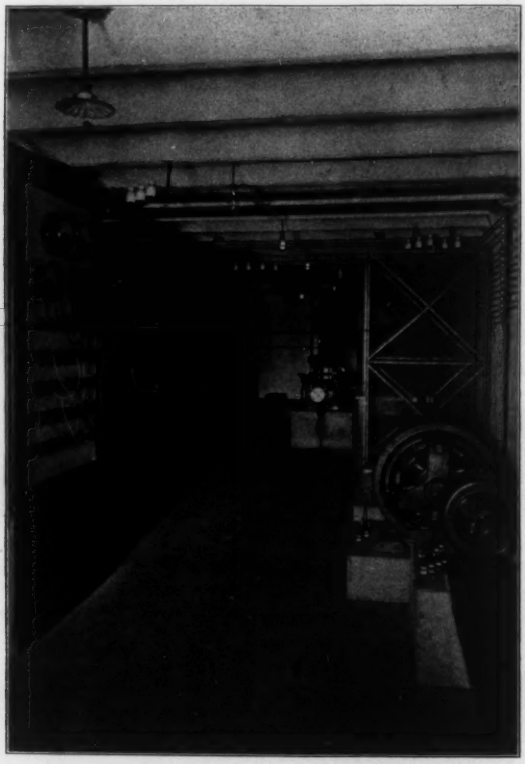


Fig. 6.

chemische Zimmer liegt symmetrisch zur Mechanikerwerkstätte und hat auch wie diese seitlich ein Depot (Plan: XXIII), in welchem, wenn auch nicht für Beleuchtung, so doch für Ventilation durch zwei mit Drahtgitter verschlossene Öffnungen oben an der Decke gesorgt ist. Dieses war notwendig, weil hinter dem chemischen Zimmer, durch eine Glaswand mit Tür getrennt, der Akkumulatorenraum sich befindet (Plan: XXIV).

Akkumulatorenbatterie.

Die Akkumulatorenbatterie besteht aus 100 Elementen, Type 16 der Akkumulatorenfabrik, Aktiengesellschaft, Berlin, und hat eine garantierte Kapazität von 162 Amperestunden bei dreistündiger Entladung mit 54 Amp.

Die Batterie ist in drei Gruppen von 30 Elementen und eine Gruppe von 10 Elementen geschaltet. Jede Gruppe von 30 Elementen ist wieder unterteilt in sechs Gruppen von je 5 Elementen, die Gruppe von 10 Elementen in zwei Gruppen von je 5 Elementen mit Stromableitungen vom ersten und zweiten Element. Es können daher Spannungen von 2, 4, 6 und 10 Volt von den letztgenannten Gruppen, sowie Spannungen von 10, 20, 30 und 60 Volt von jeder der drei ersten Gruppen abgenommen werden, während bei einer Spannung von 10 Volt die höchst zulässige Entladestromstärke 1080 Amp. beträgt. Die Leitungen führen von den Batterien in den Maschinenraum hinein.

Maschinenraum.

Damit sind wir in dem Maschinenraum angelangt (Plan: XXV, Fig. 6), einem Raum, den mein Mann mit großer Vorliebe und mit großer

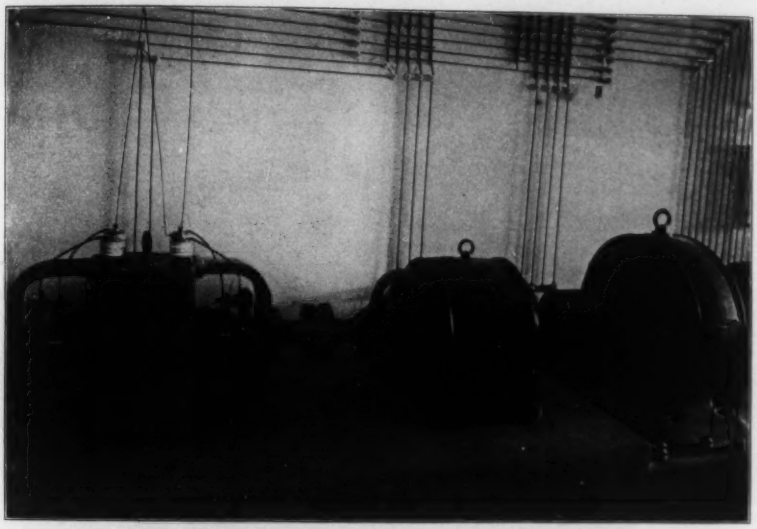


Fig. 7.

Aufopferung an Zeit und Kräften eingerichtet hat. Die Aufgabe war keineswegs leicht. In einem Raum, 10,50 m lang, 3,50 m breit, sollten ein fünfstufiger Luftkompressor mit Kühlgefäß, 4 großen Niederdruckluftreinigern und einem 34pferdigen Antriebsmotor, 2 große Vorratsflaschen für Druckluft, jede etwa 4 m lang, 2 Hampsonverflüssiger mit zugehörigen Hochdruckreinigern, Ladungsschalttafel mit Rheostat für die Akkumulatorenbatterie, 3 dazugehörige Quecksilberumschalter, 4 elektrische Maschinen mit einer Niederspannungs- und einer Hochspannungsschalttafel mit dem dazugehörigen Transformator untergebracht werden.

Außerdem war der Raum nur 2,30 m hoch. Jede Anwendung von mechanischen Hebevorrichtungen, mit Ausnahme der allereinfachsten, war deshalb ausgeschlossen. Um z. B. den Kompressor, ein Stück von etwa 4 m Länge und einem Gewicht von etwa 2000 Kilo, auf sein 50 cm über die Erde erhöhtes Fundament zu bringen, war es notwendig, ihn erst in passende Höhe durch Unterbauen von Kisten und Holzstücken zu heben, ihn nach und nach über das Fundament auf einem ähnlichen Unterbau hin zu rollen, um ihn dann Zentimeter um Zentimeter hinunterzulassen, bis die Bolzen des Fundaments in den Öffnungen des Gußstückes hineinpaßten. Wegen dieser schwierigen Bewegungsart war es von äußerster Wichtigkeit, daß die Bolzen in dem Fundament sehr genau eingemauert waren, so daß der Transport des schweren Stückes nicht zwei oder gar mehrmals vorgenommen werden mußte.

Mit unendlicher Geduld und Sorgfalt hat mein Mann die Arbeit überwacht und geleitet; er hat die Befriedigung gehabt, daß alles schon beim ersten Mal geklappt hat, kein einziges Detail in der ganzen Installation des Maschinenraums war nötig zu ändern oder zweimal zu machen.

Der Maschinenraum ist durch eine wegnehmbare Glaswand mit Tür in der Mitte von dem elektrotechnischen Praktikumsraum getrennt. Wenn man hineinkommt, hat man erst rechts eine 4pferdige Universaldynamo, dazu bestimmt, Gleichstrom von 220 Volt in 2- oder 3-Phasenstrom umzuwandeln; danach (Fig. 7) auf gemeinschaftlichem Fundament ein Aggregat, bestehend aus einer 8pferdigen Wechselstrommaschine von 50 Perioden 40—300 Volt, einer Gleichstromhochspannungsmaschine, 4 Pferdestärken, bis 3000 Volt, 1 Ampere, zusammen angetrieben durch einen Gleichstrommotor von 10 Pferdestärken. Die Hochspannungsmaschine ist gewöhnlich von einem Drahtgitter umgeben. Weiter kommt in der Mitte des Raumes der Kompressor, rechts steht das große Gefäß mit den Kühlschlangen, zwischen Schwungrad und Wand ist noch Platz für die vier großen Nieder-

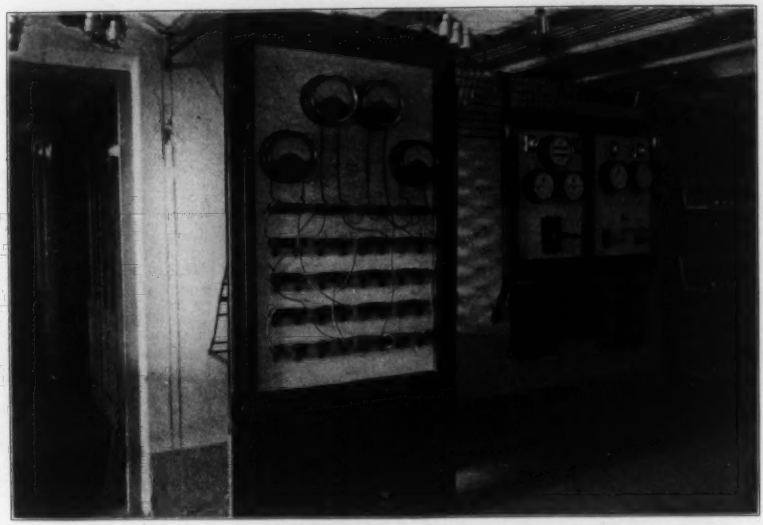


Fig. 8.

druckluftreiniger, dann kommt der 34pferdige Elektromotor, nur einen schmalen Gang freilassend, durch den man von der anderen Seite der Hinterwand entlang zum Schalter und Ölanlasser des Motors kommen kann.

Fangen wir wieder von der Tür an, dann hat man links, befestigt auf einem freistehenden Eisengestell, die Hochspannungsschalttafel (Fig. 8); zwischen dieser und der Wand steht auf dem Boden der Hochspannungstransformator für 6000 Volt, 1 Amp. Eine Gittertür von Holz schließt, von Schalttafel zur Wand gehend, den Raum ab, wo der Transformator steht.

Weiter an der Wand folgt die Maschinenschalttafel (Fig. 8), mit Anlaß- und Erregerwiderständen darunter, demnächst auf einem Eisengestell übereinander die drei Pachytropen (Fig. 9). Ungefähr in der Mitte findet sich die Ladungsschalttafel (Fig. 9), auch auf freistehendem Gestell, darunter steht der Laderheostat[1]). Das letzte Stück der Wand wird von den beiden großen Stahlflaschen, von je 200 Liter Inhalt für Druckluft bis 200 Atmosphären, die übereinander angebracht sind, in Anspruch genommen. Über diesen sind wieder an der Wand die beiden Hampsonluftverflüssiger mit ihren Hochdruckreinigern angeordnet. Die Verflüssiger liefern zusammen bis 6 Liter flüssige Luft pro Stunde.

1) Der Rheostat war ursprünglich, wie auf Fig. 9 oben ersichtlich, an der Wand befestigt.

Die Luftverflüssigungsanlage und das Aggregat von elektrischen Maschinen ist nach dem Muster der Installationen in der Technischen Hochschule zu Danzig ausgeführt. Die Anordnung der Leitungen zu den Stromabnehmern für Niederspannung und die Verteilungsschalttafel nebst Pachytropen hat als Muster die Installationen im Göttinger Physikalischen Institut. Die Schalttafeln sind alle von der Elektrizitätsfirma Gebr. Ruhstrat in Göttingen bezogen, mit Ausnahme der Maschinenschalttafel, die im Institut ausgeführt ist.

Jetzt, wo alles fertig steht, sieht man nicht, wieviel Arbeit und wie viele Überlegungen es gekostet hat, ehe alles nach und nach auf seinem Platze war. Und alles ist mit Handwerkern und Arbeitern, wie man sie hier eben fand, ausgeführt worden. Der Institutsmechaniker ist ursprünglich Schmied und hat später in den Maschinenwerkstätten der hiesigen Eisenbahn gearbeitet. Der in dem letzten halben Jahr engagierte Elektriker hatte bisher nur bei Beleuchtungsanlagen in Privathäusern gearbeitet. Mit Hilfe dieser beiden und den zwei Tischlern sind alle Installationen in dem Maschinenraum sowie die elektrische Installation im ganzen Institute ausgeführt worden. Nur die Verlegung der Leitung für Niederspannung und Beleuchtung ist von dem früher genannten Unternehmer ausgeführt worden. Da er seinen Verpflich-

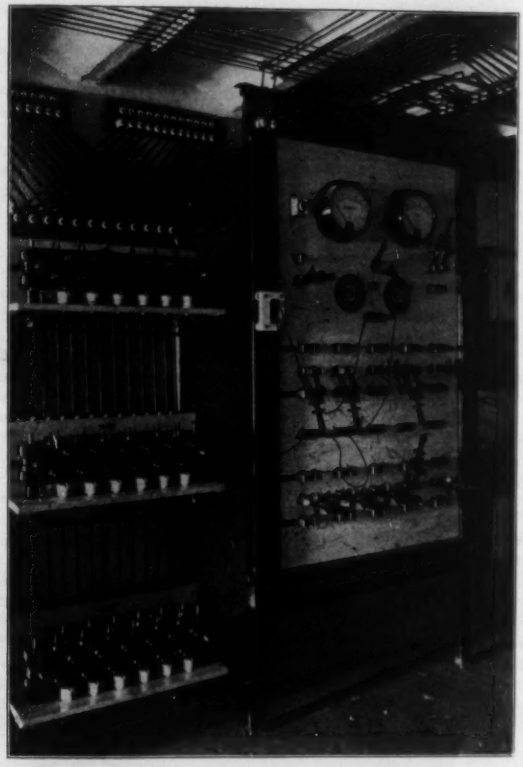


Fig. 9.

tungen nicht nachkam, hat das Institut selbst die Arbeit übernommen, und auch in diesem Leitungsnetz sind die Stromabnahmestellen wie die beiden großen Verteilungsschalttafeln von dem Personal des Instituts installiert worden.

Da obengenannter Unternehmer auch nur unter genauester Aufsicht zuverlässig arbeitete, kann man ruhig sagen, daß nicht ein Meter Leitungsdraht, nicht ein Isolationsknopf im Gebäude ist, dessen Platz mein Mann nicht angegeben hat.

Die Frage, ob es nicht möglich gewesen wäre, die Installationsarbeiten so zu vergeben, daß der Leiter des Instituts sich nicht mit jedem Detail selbst zu befassen brauchte, muß verneint werden. Argentinien ist nicht Europa. In einem leeren, für diesen Zweck nicht bestimmten Gebäude, binnen Jahresfrist ein erstklassiges, modernes physikalisches Institut einzurichten, wäre selbst in Europa eine bewundernswerte Leistung, doppelt ist sie es hier.

Die Leser dieser Zeitschrift werden es menschlich gerechtfertigt und begreiflich finden, daß ich so warme Worte der Bewunderung für die Arbeit meines dahingegangenen Mannes habe, bin ich doch, ehe ich seine Frau wurde, seine Schülerin, bin ich doch, während ich seine Frau war, seine Mitarbeiterin gewesen.

Meinem Lehrer, meinem Freund, meinem heißgeliebten Manne bringe ich meine letzte Huldigung in dieser Beschreibung seiner hier im fernen Lande vollbrachten Arbeit.

Physikalisches Institut der National-Universität La Plata, im Juni 1911.

(Eingegangen 15. August 1911.)

Emil Boses Wirken.

Die Einrichtung des physikalischen Instituts an der Universität La Plata ist Emil Boses letztes Lebenswerk; kurz nach der Einweihung desselben ist er nach einer Krankheit von wenigen Wochen am 25. Mai dieses Jahres dem Typhus erlegen. Im Anschluß an die Beschreibung dieses Instituts von der Hand seiner Gattin mag daher hier sein wissenschaftliches Wirken und seine unermüdliche, schlichte Persönlichkeit geschildert werden, nachdem bereits früher[1]) H. Th. Simon seine Verdienste um diese Zeitschrift gewürdigt hat.

Wie das Jahr vorher Abegg und früher noch Bodländer, mit denen er in den ersten Jahren des neugegründeten Instituts für physikalische Chemie in Göttingen unter Nernsts Leitung tätig war, ist er aus vollem Schaffen in rüstigstem Mannesalter dahingegangen. Sein wissenschaftlicher Charakter, ein großer Teil seines Ideenkreises und seine frische Arbeitsfreude ist in diesem Institut begründet und herangewachsen, gefördert von dem anfeuernden Beispiel des Institutsdirektors und dem Verkehr in einem Kreise begeisterter Jünger der neuen Wissenschaft, die, jetzt in alle Welt zerstreut, von der Erinnerung an jene Jahre freundschaftlich zusammengehalten werden.

Geboren am 20. Oktober 1874 zu Bremen, entwickelte er schon frühzeitig naturwissenschaftliche Interessen und ein ernstes Streben nach selbstgesteckten Zielen. Zu Ostern 1895 begann er an der Universität Göttingen chemische und physikalische Studien, um nach einem in Lausanne verbrachten Semester sich unter Nernsts Leitung speziell der physikalischen Chemie zuzuwenden. Juli 1898 promovierte er mit einer Arbeit „Studien über Zersetzungsspannungen". Nach einem Semester Privatassistententätigkeit bei Nernst ging er nach Breslau als Assistent zu O. E. Meyer und habilitierte sich dort ein Jahr später. Schon 1901 aber zog ihn sein Lehrer Nernst als Assistent und Privatdozent in sein Institut nach Göttingen zurück; zwei Jahre später vertauschte er diese Assistentenstelle mit einer solchen am physikalischen Institut unter Professor Voigt. Im Herbst 1906 wurde er unter Ernennung zum Professor als Dozent für physikalische Chemie und Elektrochemie an die Technische Hochschule in Danzig berufen, wo ihm das neueingerichtete Laboratorium für physikalische Chemie unterstellt wurde.

Eine emsige wissenschaftliche Tätigkeit füllte diese und vor allem die folgenden zwei Danziger Jahre aus, deren Resultat in einer großen Zahl von Abhandlungen teils experimentellen, teils theoretischen Inhalts vor uns liegt. Sie einzeln zu besprechen, würde uns zu weit führen. Nur ein kurzer Überblick über die Gedankengänge, die Bose verfolgt hat, kann hier gestattet sein, ein Überblick, der wesentlich erleichtert wird dadurch, daß sich die Arbeiten im wesentlichen drei Gebieten zuordnen lassen, der Elektrochemie, der Thermochemie bezw. Thermodynamik und der kinetischen Theorie der Materie.

Seine Dissertation hatte ihn eingeführt in das Studium elektrochemischer Prozesse, speziell der elektromotorischen Kräfte. Sie wurde für ihn der Ausgangspunkt einer Reihe weiterer elektrochemischer Arbeiten, vor allem seiner Präzisionsmessungen über die E.M.K. von Gasketten. Mit ungewöhnlichem Geschick und Eifer stellte er fest, daß der bisher für die E.M.K. der Knallgaskette angenommene Wert von 1,08 Volt nicht unerheblich zu niedrig ist, daß sich vielmehr nach langwährender Einstellung 1,1542 Volt als Maximalwert ergibt. Dieser Wert hat dadurch besonderes Interesse gewonnen, daß er immer noch wesentlich niedriger liegt als der theoretisch aus dem Dissoziationsgleichgewichte des Wasserdampfes errechnete. Die Diskrepanz scheint nach neuern Versuchen auf Oxydbildung an der Platinelektrode zurückzuführen zu sein, die danach das eigentliche Sauerstoffpotential gar nicht annimmt. Bei der Untersuchung des Elektrodenmaterials auf diese Erscheinungen machte er die schöne Entdeckung, daß eine mit Sauerstoff beladene Goldelektrode, auf der sich nach einiger Zeit eine Schicht anscheinend kolloiden Goldes bildet, lichtempfindlich ist, und zwar für rotes und blaues Licht im entgegengesetzten Sinne, indem ersteres die E.M.K. erhöht, letzteres es erniedrigt. In einer weiteren elektrochemischen Arbeit konstruierte er eine neue Art von Gasgravitationselementen, eine andere erweiterte die Nernstsche Theorie der Diffusion von Elektrolyten unter Berücksichtigung der Dissoziation. An diese schließt sich die später mit Abegg ausgeführte und durch Versuche bestätigte Berechnung des Einflusses gleichioniger Zusätze auf die Diffusionsgeschwindigkeit von Elektrolyten. Der Einfluß der rasch aufblühenden Elektronentheorie zeigt sich in der Fragestellung, ob auch elektrolytische Leiter im Vakuum Elektronen aussenden, oder statt dessen vielleicht ponderable Ionen; Versuche mit konzentrierter Schwefelsäure entschieden später zugunsten der ersteren Annahme. Zunächst führte ihn diese Frage etwas abseits zu einer eingehenden experimentellen Untersuchung der Elektrizitätsleitung in Nernstschen Glühkörpern. Die ursprüngliche Frage konnte mit diesen Ver-

[1]) Diese Zeitschr. **12**, 465, 1911.

suchen freilich nicht entschieden werden, da es sich zeigte, daß neben der überwiegenden elektrolytischen auch eine metallische Leitfähigkeit in den Glühkörpern vorhanden ist. Die letztere bedingt natürlich eine Abweichung vom Faradayschen Gesetz. Damit ist Bose auf die Gültigkeitsgrenzen dieses Gesetzes aufmerksam geworden und er fragt sich, ob auch die elektrochemische Wirkung der Kathodenstrahlen diesem Gesetz unterliegt. Er hat viel Mühe auf die experimentelle Untersuchung dieser Frage verwandt, ohne zu einem vollen Erfolg zu kommen; es gelang ihm nicht, den thermischen Effekt infolge der kinetischen Energie der Kathodenstrahlen von dem elektrochemischen völlig zu trennen. Später konnte Knüpfer die Frage zugunsten der Gültigkeit des Faradayschen Gesetzes entscheiden. Erwähnt sei noch der interessante, wenn auch mißlungene Versuch, durch elektrostatische Induktion, also Veränderung der Konzentration negativer Elektronen, die Leitfähigkeit einer sehr dünnen Metallschicht zu ändern. In die erste Zeit der elektrochemischen Arbeiten fällt noch eine ferner stehende, zusammen mit Nernst ausgeführte Experimentaluntersuchung „Zur Theorie des Auerlichts". Zu den elektrochemischen Arbeiten selbst gehören jedoch noch einige in Danzig ausgeführte, die in interessanten Fällen den Nachweis verschiedener elektrochemischer Wertigkeit von Metallen erbringen, so den Nachweis halbwertiger Silberionen, wie der Existenz des Auri-Auro- und des Platini-Platino-Gleichgewichts.

Schon in Göttingen im Voigtschen Institute hatte Bose begonnen, sich mit thermochemischen Fragen zu beschäftigen. Seine ersten theoretisch-rechnerischen Arbeiten enthalten die Kritik eines thermochemischen Satzes von Julius Thomsen und den Nachweis, daß die Interpolationsformel Thomsens für die Mischungswärmen von Säuren im Gebiet der verdünnten Lösungen die Thomsenschen Beobachtungen selbst nur unexakt wiedergeben. Diesen rechnerischen Arbeiten folgen systematische und exakte kalorimetrische Messungen, sie betreffen die spezifischen und die Mischungswärmen von Gemischen verschiedener Alkohole mit Wasser in der Abhängigkeit von dem Mischungsverhältnis und der Temperatur. Die Resultate werden an dem bekannten Zusammenhang zwischen dem Temperaturkoeffizienten der Wärmetönung und den spezifischen Wärmen geprüft und bestätigt. Eine Reihe theoretischer und rechnerischer Arbeiten schließt sich an: Die thermodynamische Behandlung inhomogener Gemische, die Aufstellung einer Dampfdruckformel als Potenzreihe dritten Grades der reziproken absoluten Temperatur, die Angabe einer graphischen Methode, um aus der Gesamtdampfspannung eines Gemisches unter Benutzung der Duhem-Margulesschen Gleichung die Partialdampfspannungen durch allmähliche Annäherung zu bestimmen; der Versuch, eine theoretisch begründete Formel für die Mischungswärme in ihrer Abhängigkeit von Mischungsverhältnis und Temperatur zu gewinnen. Etwas abseits steht eine Arbeit, in der Bose die Dichteanomalien des Wasserdampfes auf die teilweise Bildung von Doppelmolekülen zurückführt; die Berechnung der Versuche von Kornatz ergab für die Temperaturabhängigkeit der Dissoziationskonstante eine gute Bestätigung und gestattete die Berechnung der Dissoziationswärme. Der glückliche Gedanke, diese Anomalie so zu erklären, fand neuerdings eine volle Bestätigung in den auf Nernsts Veranlassung angestellten Berechnungen von Levy.

Die freieste und selbständigste Gedankenentwickelung finden wir bei Bose in den Arbeiten, die der dritten der genannten Gruppen, der kinetischen Theorie der Materie, angehören und die in die Danziger Zeit fallen. Ein paar Vorläufer gehen freilich schon weiter zurück, in deren einem wird die Temperaturunabhängigkeit der radioaktiven Strahlung der Radiumemanation mit der Temperaturunabhängigkeit der spezifischen Wärme einatomiger Gase in Beziehung gesetzt, in dem anderen der Mittelwert der Schwingungsamplituden der Moleküle fester Körper berechnet und mit deren Ausdehnungskoeffizienten parallel gehend gefunden. Die eigentliche Arbeit Boses auf molekulartheoretischem Gebiet beginnt aber erst mit seinem Eingreifen in den Kampf über die Natur der sogenannten kristallinischen Flüssigkeit, der trüben anisotropen Schmelzen gewisser Substanzen. Bose scheint zunächst der Emulsionstheorie Tammanns zuzuneigen, wenigstens führt er in seinen ersten hierher gehörigen Arbeiten den Nachweis, daß die beobachtete Unstetigkeit in der Dichte und Zähigkeit beim Übergang von der trüben zu der klaren Schmelze keineswegs beweisend sei gegen die Emulsionstheorie, da Emulsionen ebenfalls solche Unstetigkeit zeigen können und zeigen. Aber sehr bald ziehen die ausgedehnten chemischen Untersuchungen Vorländers über die kristallinischen Flüssigkeiten Bose mit Entschiedenheit zu den Gegnern der Emulsionstheorie herüber, die er mit diesen Versuchen als unvereinbar ansehen muß. Die klare Erkenntnis des Unzureichenden der bisherigen Theorien läßt ihn selbst nach einer neuen Erklärung suchen. Die Basis dafür liefert ihm die Beobachtung Vorländers, daß die Moleküle derjenigen Substanzen, welche trübe anisotrope Schmelzen zu geben vermögen, fast

durchweg einen sehr langgestreckten Bau haben. Diese Tatsache bringt ihn auf den glücklichen Gedanken, daß die ungeordnete Molekularbewegung derartiger Moleküle bei großer Annäherung eine Behinderung erfahren könne, so daß bezüglich der Achsenrichtungen molekular geordnete, aber molar ungeordnete Zustände eintreten. „Eine endliche Masse trüber anisotroper Flüssigkeiten würde nach dieser Anschauung aus Molekülschwärmen bestehen derart, daß in jedem solchen Schwarm die Moleküle zwar völlig frei beweglich, aber bezüglich ihrer Richtungen mit einer Vorzugsrichtung behaftet wären." Die Trübung würde hiernach durch das Durcheinander der Schwärme bedingt; auch die quasi sprungweisen Änderungen der Dichte und der Zähigkeit und manche andere zugehörige Erscheinungen vermag diese Vorstellung gut zu erklären. Daß diese Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten zurzeit die einzige ist, die in rationeller Weise molekulartheoretisch die Existenz anisotroper Flüssigkeiten zu deuten sucht, hat besonders gegen die molekulartheoretisch durchaus unzulässige Deutung der anisotropen Flüssigkeiten als einer Art Kristallpulver auf das klarste Nernst betont, der die Theorie nur wenig modifizierte. Bose selbst hat seiner Theorie eine experimentelle Basis gegeben, indem er nachwies, daß der Sprung in der Zähigkeit beim Übergang aus dem anisotropen zum isotropen Zustande mehr und mehr verschwindet, wenn der mit steigendem Druck eintretende Übergang aus dem Poiseuilleschen in den turbulenten Strömungszustand die ausfließende Flüssigkeit stärker und stärker durcheinander wirbelt und dadurch die Schwärme zerreißt. Sprechen ferner schon die Versuche von O. Lehmann und Bose über die Aufklärung anisotroper Flüssigkeiten im Magnetfeld stark gegen die Emulsionstheorie, so dürften mit den neuen Versuchen von Mauguin und v. Wartenberg, die zeigten, daß die trüben Flüssigkeiten im Magnetfeld, im konvergenten polarisierten Licht beobachtet, sich wie ein richtiger einachsiger Kristall verhalten, die Würfel endgültig gegen die Emulsions- und zugunsten der Boseschen Schwarmtheorie gefallen sein.

Im weiteren Verfolg eines bei der Theorie der anisotropen Flüssigkeiten entwickelten Gedankens hat Bose in einer mit seiner Gattin zusammen verfaßten Arbeit den Einfluß der Massenverteilung im Molekül auf die molekularen Anziehungskräfte untersucht und mit der van der Waalschen Konstanten a in Beziehung gesetzt. Auch zwei theoretische Arbeiten (eine gemeinsam mit Fr. A. Willers) über das sogenannte Asymmetrieprodukt gehören in gewissem Sinne hierher.

Boses letzte Arbeit aus dem Danziger Laboratorium bildet eine mit D. Rauert zusammen unternommene Experimentaluntersuchung aus dem Gebiete der Hydrodynamik, angeregt durch die Strömungsversuche mit den anisotropen Flüssigkeiten. Sie enthält die Bestimmung der Materialkonstanten des turbulenten, bisher nur an Wasser untersuchten Strömungszustandes an neun verschiedenen Flüssigkeiten.

Die Arbeit ist schon aus Lissabon datiert. Zu Ostern 1909 folgte Bose nämlich einem Rufe als ordentlicher Professor für Experimentalphysik und Direktor des Physikalischen Instituts an die National-Universität La Plata in Argentinien. Es mag ihm nicht ganz leicht geworden sein, sein Vaterland auf unbestimmte Zeit zu verlassen, aber es lockte doch zu vieles: ein größerer, unbebauter Wirkungskreis, ein neues, von ihm selbst einzurichtendes Institut und die damit gegebene Möglichkeit einer freien Entfaltung aller seiner Kräfte. Auch hatte ihn stets sein reger, nach neuen Eindrücken durstiger Sinn auf Reisen mit Vorliebe in fremde Länder geführt. Seine Hoffnungen wurden nicht enttäuscht. Die zwei Jahre, die er dort noch unter angestrengtester Arbeit verleben durfte, sind wohl die glücklichsten seines Lebens gewesen. Mit welchem Feuereifer er unter schwierigen Verhältnissen in diesen zwei Jahren ein mit allen modernen Hilfsmitteln ausgerüstetes Institut schuf, ist in dem vorstehenden Aufsatz von der Hand seiner Gattin liebevoll geschildert. Trotz dieser anstrengenden Organisationstätigkeit hat Bose bereits zu Anfang dieses Jahres einige Arbeiten aus seinem neuen Wirkungskreise veröffentlicht. Die erste erweiterte die früheren Beobachtungen der Aufklärung anisotroper Flüssigkeiten im Magnetfeld. die zweite ist eine gemeinsam mit seiner Gattin ausgeführte Durchrechnung der früheren Turbulenzversuche von Bose und Rauert, die sich vor allem auch auf das Übergangskriterium von O. Reynolds für die Grenze zwischen geordneten und turbulenten Strömungszuständen bezieht. Als dritte gehört auch noch hierher eine auf Boses Anregung in seinem Institut ausgeführte ausgedehnte Experimentaluntersuchung über die Turbulenzreibung in verschiedenen organischen Flüssigkeiten in der Abhängigkeit von der Temperatur von Prof. W. Sorkau; diese letzte Arbeit ist erst nach seinem Tode erschienen.

Bose hatte lebhafte Freude am Experimentieren und besaß eine große manuelle Geschicklichkeit; sie kam ihm sehr zu statten, als er später in La Plata beim Fehlen eines Glasbläsers alle Glasapparate sich selbst herstellen mußte. Einen deutlichen Beweis hierfür liefern auch eine Reihe von Arbeiten, in denen er sich

mit der Konstruktion und Durchbildung von Apparaten beschäftigt, dahin gehört die schon ins Jahr 1899 fallende Arbeit über die Konstruktionsprinzipien von Präzisionsthermostaten, ferner die Angabe einer praktischen Form von Normalelementen und Normalelektroden, eine Mitteilung über physikalisch-chemische Demonstrationsversuche ohne Materialverbrauch, die Konstruktion eines Silbermikrovoltameters und eines Gasvoltameters unter vermindertem Druck. Seine Erfahrungen in dem Kurse über physikalische Handfertigkeit, den er im Göttinger Physikalischen Institut mit viel Freude leitete, hat er in einem Aufsatz in den von E. Riecke herausgegebenen „Beiträgen zur Frage des Unterrichts in Physik und Astronomie an den höheren Schulen" Leipzig und Berlin, B. G. Teubner, 1904) niedergelegt.

Von literarischen Arbeiten ist noch zu erwähnen die mit Margarete Egebrecht ausgeführte Übersetzung der Elementaren Anorganischen Chemie von James Walker (Vieweg & Sohn, Braunschweig) und die Neubearbeitung der fünften Auflage von R. Lüpkes bekannten „Grundzügen der Elektrochemie auf experimenteller Basis" (Springer, Berlin).

In frischem Zuge reihen sich seine Arbeiten aneinander, die folgende meistens durch die vorhergehende angeregt. So war seine ganze Arbeitsmethode mehr induktiv als deduktiv. Aber gerade diese Richtung seines Geistes kam seiner Lehrtätigkeit zugute. Schon in Danzig hatte er unter schwierigen Verhältnissen es verstanden, eine Reihe von Schülern zur Mitarbeit heranzuziehen, in La Plata aber hatten sich die Herzen der Schüler eines fremden Volkes seinem für alle Ideale der Wissenschaft tatkräftig begeisterten Wesen in kürzester Zeit erschlossen. Wie der Bringer einer neuen Geisteswelt erschien er ihnen, nach der sie schon längst sich gesehnt hatten; wohl das stärkste Zeichen dafür, daß die Naturwissenschaften auch in den südamerikanischen Staaten bald Wurzel fassen und frische, kräftige Blüten treiben werden.

Boses organisatorische Bestrebungen äußerten sich schon frühzeitig in einem kleinen Aufsatz in der Chemikerzeitung vom Jahre 1900 über „Die Chemisch-Technische Reichsanstalt als wichtiges Erfordernis für die Weiterentwicklung von Wissenschaft und Technik"; ihre, wenn auch modifizierte, Verwirklichung in den neuen chemischen Forschungsinstituten hat er nicht mehr erlebt. Diese Anlagen konnten erst in La Plata zur vollen Entfaltung gelangen, wo ihm wesentlich die Organisation der naturwissenschaftlichen Disziplinen der sich entwickelnden Universität und die Heranziehung deutscher Gelehrter zu danken ist.

Diese Tätigkeit wurde ihm außerordentlich erleichtert durch sein freundlich-wohlwollendes und bescheidenes Wesen, das ihm, wohin er auch kam, schnell Freunde warb. Freilich stand sein Sinn nicht nach einer ausgebreiteten Geselligkeit, fast allzu zurückgezogen beschränkte er seinen Umgang nur auf wenige. Aber seinen Freunden blieb er treu, auch über Raum und Zeit hinweg. Erholung suchte und fand er auf weiten Reisen in der Stille der Natur, vor allem in der Heimat seiner zweiten Gattin, die ihm — sie ist selbst Kopenhagener Magister der Chemie — nach dem frühen Tode seiner ersten Gattin eine verständnisvolle Gefährtin und Helferin wurde.

So hat er, in angestrengter Arbeit seinen Weg sich bahnend, das Glück gefunden, das vor allem seine letzten Jahre in La Plata verschönte. Wohl dachte er auch an die Heimat zurück und schrieb mir noch wenige Monate vor seinem Tode, daß er schwerlich für immer dort bleiben werde. Wenn er auch den Erfolg seiner Lehrtätigkeit und die vollste Anerkennung für ihn sah, fehlte ihm doch die Resonanz einer weiteren Umgebung, die seiner wissenschaftlichen Arbeit volles Verständnis entgegenbringen konnte; die mußte er sich erst langsam selbst heranbilden.

Die Verehrung der Universität La Plata aber, die so vieles an ihm verloren hat, ist ihm auch über den Tod hinaus gefolgt: Argentinien ehrte ihn, indem es seine Beisetzung auf Staatskosten veranstaltete, die Universität schloß an jenem Tage ihre Tore, und seine Schüler, aus deren Grabrede eine fast schwärmerische Liebe und Verehrung klingt, schenkten seine Büste für das Physikalische Institut.

Gestorben in fremdem Lande, lebt er dort und in der Heimat fort in seinen Werken und im Herzen seiner Freunde.

F. Krüger.

VORTRÄGE UND REDEN.

Neuere Fortschritte in der Photogrammmetrie [1].

Von v. Sanden.

Die Photogrammmetrie ist ein Gebiet der angewandten Mathematik, das in neuerer Zeit eine umfangreiche Anwendung in der Praxis des Vermessungswesens gefunden hat. Es ist auch anzunehmen, daß sich dies weiterhin noch steigern wird. Daher soll im nachstehenden neben einer Übersicht über die bereits gebräuchlichen Methoden vor allem auch gezeigt werden, daß die mathematischen Hilfsmittel, die für weitere Fortschritte der Theorie in Frage kommen können, bereit liegen.

Die Photogrammmetrie stellt sich die Aufgabe, aus mehreren photographischen Aufnahmen eines „Objekts" die wirklichen Abmessungen desselben zu ermitteln. Das Objekt kann hierbei verschiedenartigster Natur sein: ein Teil der Erdoberfläche, ein Landstrich, bei dem es sich um Anfertigung einer Landkarte handelt, ein Gebäude, dessen Plan im Grund- und Aufriß es zu bestimmen gilt, ein Maschinenteil, ein Kristall, ja auch mikroskopische Objekte können der photogrammetrischen Vermessung zugänglich gemacht werden.

Die bisher gebräuchlichen Methoden lassen sich in zwei Gruppen teilen: In der ersten Gruppe sind die in Frage kommenden mathematischen Hilfsmittel ziemlich trivial. Es bleibt im wesentlichen bei den Elementen der analytischen Geometrie. Von diesen Methoden wird in der Praxis bereits ein umfassender Gebrauch gemacht. Bei der zweiten Gruppe wird man etwas weiter in das Gebiet der projektiven Geometrie hineingeführt. Doch haben diese Methoden einen allgemeinen Eingang in die Praxis noch nicht zu verzeichnen. Doch ist dies, namentlich bei weiterer Benutzung der Ballonphotographie zu kartographischen Zwecken, zu erwarten.

Wir gehen zunächst auf die Methoden der ersten Gruppe ein. Es soll sich etwa darum handeln, von einem Landstrich, einem Gebirgszug oder dergl. eine Höhenschichtenkarte anzufertigen.

Zu diesem Zwecke macht man von zwei Stellen des Geländes aus photographische Aufnahmen des in Frage kommenden Gebietes, und zwar nicht mit einer gewöhnlichen Kamera, sondern mit einem sog. Phototheodoliten. Dies ist im wesentlichen eine Kamera, die an zwei Teilkreisen die Neigung der optischen Achse gegen die Horizontale und ihr Azimut abzulesen gestattet. Jeder Punkt des Objekts wird durch einen abbildenden Lichtstrahl in seinem Bildpunkt auf der Platte abgebildet. Legt man auf der Platte irgendein geeignetes Koordinatensystem fest, so kann man aus den „Plattenkoordinaten" des Bildpunktes die Lage des abbildenden Lichtstrahls relativ zur Kamera festlegen. Da nun die beiden[1]) Phototheodoliten während der Aufnahmen vermittelst der Teilkreise gegeneinander oder auch gegen die Erdoberfläche orientiert sind (d. h. ihre Lage im Raum ist durch geeignete Zahlwerte festgelegt), so können wir aus den Plattenkoordinaten der Bildpunkte eines Objektpunktes auf den beiden Platten die beiden abbildenden Lichtstrahlen ihrer Lage im Raume nach ermitteln und somit auch die räumlichen Koordinaten ihres Schnittpunktes: d. i. des gesuchten Objektpunktes. Die Ermittelung derselben kann rechnerisch oder graphisch geschehen.

Im Prinzip ist das ganze Verfahren, wenigstens nach seiner mathematischen Seite, nicht verschieden von dem „Vorwärtseinschneiden" mittels Theodoliten. Hierbei denke man sich an Stelle der photographischen Apparate Theodoliten aufgestellt, mit diesen werden dann die einzelnen Objektpunkte angezielt und die Lage des Zielstrahls im Raum an zwei Teilkreisen abgelesen, worauf die Ermittelung des Objektpunktes wie vorher erfolgt. Der Vorteil der photographischen Methode ist einmal ein äußerlicher: Die Arbeit des Geodäten im Freien wird ganz wesentlich abgekürzt. Statt jeden einzelnen Objektpunkt anzuzielen und darauf die Teilkreise abzulesen, werden jetzt die Teilkreise nur einmal abgelesen, und die eigentliche Vermessung wird im Zimmer vorgenommen, wodurch neben größerer Bequemlichkeit im allgemeinen auch größere Genauigkeit erreicht wird. Der Hauptvorteil der photographischen Methode ist aber folgender: Angenommen, die Entfernung der beiden Standorte, „die Basis", sei erheblich groß, und es handle sich etwa um die Aufnahme eines unzugänglichen Gebirgsstocks. Dann wird es für die beiden Beobachter am ersten und zweiten Aufnahmestandort schwierig sein, sich dar-

1) Habilitationsvortrag Göttingen 1911 (gekürzt).

1) Es ist für die Auffassung bequemer, von zwei gleichzeitig gemachten Aufnahmen und zwei Apparaten zu sprechen. Es ist natürlich in den meisten Fällen möglich, die Aufnahmen nacheinander mit einem Apparat zu machen und den Standort durch ein Signal zu kennzeichnen.

über zu verständigen, daß beide auch wirklich denselben Objektpunkt anzielen, zumal da das Aussehen des Objektes von den beiden Standorten aus ein wesentlich verschiedenes sein kann. Eventuell werden Handskizzen angefertigt werden müssen, um die Identifizierung überhaupt zu ermöglichen. Diese Schwierigkeit ist bei der Photogrammetrie fast ganz beseitigt, da man die beiden Aufnahmen ja gleichzeitig bei der Vermessung vor sich liegen hat und ohne Mühe zusammengehörige Bildpunkte herausfinden kann.

Um diese Schwierigkeit ganz zu vermeiden, sind, besonders von Pulfrich, dem wissenschaftlichen Mitarbeiter der Firma Zeiß in Jena, die „stereophotogrammetrischen" Methoden ausgebildet. Deren Prinzip ist kurz folgendes: Während der Aufnahme werden die beiden photographischen Apparate, die hierfür besonders konstruiert sind, so orientiert, daß die beiden Platten in ein und dieselbe vertikale Ebene zu liegen kommen. Betrachtet man nachher beide Platten gleichzeitig mit beiden Augen im Stereoskop, so sieht man nicht mehr zwei Bilder, sondern hat einen räumlichen Eindruck der Landschaft. Wir haben den Eindruck, den ein Riese haben würde, dessen Augenabstand gleich der Basis ist. Das Stereoskop ist nun für die Vermessung der Platten besonders hergerichtet und wird als „Stereokomparator" bezeichnet. Man betrachtet die Platten gleichzeitig durch zwei Mikroskope, in deren Strahlengang je eine kleine Marke angebracht ist. Beim Durchschauen hat man nun den Eindruck, als ob diese Marke im Gelände schwebt, und zwar scheint sie über dem Punkte zu schweben, auf dessen Bildpunkt die beiden Mikroskope gerade gerichtet sind. Statt der Mikroskope sind nun die beiden Platten beweglich angeordnet. Durch Bewegen der Platten gewinnen wir den Eindruck, als ob die Marke im Raume umherschwebt. Durch Bewegen dreier Handräder können wir die Marke an jeden Punkt des Geländes bringen. An drei Skalen können dann nach leichter Umrechnung die Raumkoordinaten des Punktes festgestellt werden. Man tastet also mit der Marke alle interessierenden Punkte des Geländes ab und ermittelt so deren Raumkoordinaten.

Von einem österreichischen Offizier, Leutnant von Orel, ist in den letzten Jahren eine weitere Vervollkommnung angegeben: Durch eine Koppelung werden die drei Handräder in der Weise gekoppelt, daß nur noch zwei willkürlich beweglich bleiben. Die Bewegung der Marke im Raum wird dadurch auf eine ganz bestimmte horizontale Ebene beschränkt. Indem man die Marke nun stets auf der Oberfläche des Objektes gleiten läßt, beschreibt sie daselbst die Schnittkurve der horizontalen Ebene mit dem Objekt: Eine Höhenlinie. Ein Schreibstift zeichnet nun gleichzeitig diese Höhenlinie auf dem Kartenblatt auf. Nach kurzer Einstellung kann man eine andere Höhenlinie zeichnen usw. Allerdings sind die Kosten des Apparats noch recht hoch, und es erscheint auch fraglich, ob bei glatter Oberfläche des Objekts die Genauigkeit, mit der man die Marke am Objekt entlang führt, ausreichend sein wird.

Während bei all diesen Verfahren die technische Durchbildung zu hoher Vollkommenheit gediehen ist, ist der mathematische Hilfsapparat ein ganz elementarer. Umgekehrt ist es bei den Methoden der zweiten Gruppe. Das wesentlich Neue hierbei ist dies: Wir lassen die Voraussetzung fallen, daß die Apparate bei der Aufnahme irgendwie zueinander oder zum Gelände orientiert sein sollen. Dieser Fall wird die Regel sein bei Aufnahmen vom Luftfahrzeug aus. Ohne weitere Daten hat man es hier nur mit den beiden Platten zu tun. Wir können die daraus entstehende Aufgabe so formulieren: Denken wir uns alle abbildenden Lichtstrahlen, die ja durch die Bildpunkte auf der Platte und den optischen Linsenmittelpunkt gehen, starr mit dem Apparat verbunden, so liefert uns eine Aufnahme ein räumliches Strahlenbündel dieser geraden Lichtstrahlen. Haben wir es nun mit zwei Aufnahmen zu tun, so erhalten wir zwei solche Strahlenbündel, deren Strahlen sich in der Weise entsprechen, daß die den gleichen Objektpunkt abbildenden Strahlen in den beiden Bündeln zusammen gehören. Unsere Aufgabe ist nun die, die Bündel im Raume so gegeneinander zu orientieren, daß sich entsprechende Strahlen im Raume schneiden. Bis auf den Maßstab können wir dann, wie vorher die Koordinaten des Schnitt-, d. h. Objektpunktes ermitteln.

Es kann nun vorkommen, daß man vom Objekt die Lage von einigen Punkten, etwa dreien, bereits kennt, und kann dann so vorgehen: Die abbildenden Lichtstrahlen dieser drei Punkte bilden eine Pyramide, die starr mit dem Apparat verbunden zu denken ist. Wir haben sie so zu orientieren, daß die drei Kanten durch die entsprechenden Objektpunkte gehen. Damit ist dann die Lage der Kamera gegenüber dem Objekt gefunden. Führt man dies für zwei Aufnahmen durch, so können wir die früher geschilderten Verfahren zur Ausmessung benutzen. Diese Art der Orientierung, die man als „Rückwärtseinschneiden im Raum" be-

zeichnen könnte, ist bequem mit beliebiger Genauigkeit durchführbar.

Der allgemeinste Fall ist nun offenbar der, wo wir außer den Platten gar keine weiteren Angaben haben. Wir könnten nun so vorgehen, daß wir uns etwa mit der ersten Kamera ein geeignetes Koordinatensystem starr verbunden denken; dann können wir die Lage der zweiten Kamera in diesem System (bis auf den Maßstab) durch fünf Parameter festlegen. Denken wir uns für einen Augenblick diese Parameterwerte bekannt, so können wir analytisch die Bedingung dafür ausdrücken, daß sich entsprechende abbildende Lichtstrahlen im Raum schneiden. Es geschieht dies durch Nullsetzen einer Determinante. Für jeden Lichtstrahl erhalten wir so eine Gleichung, die neben den vier entsprechenden Plattenkoordinaten jene fünf Parameter enthält. Da wir nun, prinzipiell wenigstens, beliebig viele Bildpunkte zur Verfügung haben, können wir so eine unbeschränkte Anzahl von Gleichungen für jene fünf Parameter erhalten. Diese Gleichungen sind nun durchaus nicht linear, dagegen lassen sich die Parameter so wählen, daß die Gleichungen Summen von Produkten dieser Parameter sind.

Für all solche Produkte führen wir neue Unbekannte ein, deren Anzahl die der Parameter also erheblich übersteigt. In diesen neuen Unbekannten sind unsere Gleichungen jedoch linear, und da wir eine unbeschränkte Anzahl solcher Gleichungen zur Verfügung haben, ist das Problem reduziert auf die Auflösung eines Systems linearer Gleichungen. Im allgemeinsten Falle nun ist die erforderliche Anzahl dieser Gleichungen recht groß, so daß die Auflösung große Schwierigkeit bieten würde. Abgesehen davon, daß es in praxi durchaus nicht immer möglich sein wird, beliebig viele identifizierbare Punkte auf den beiden Platten zu finden. Das geschilderte Verfahren behält aber seine Berechtigung, wenn die Lage der photographischen Apparate bei der Aufnahme zueinander von vornherein genähert bekannt ist. Dann verhilft uns unser Ansatz dazu, nach dem Newtonschen Verfahren etwa, diese Näherungen beliebig zu verfeinern. Ohne neue Unbekannte einzuführen, entwickelt man dann die ursprünglichen, durch Nullsetzen der Determinante erhaltenen Gleichungen nach den fünf Parametern, begnügt sich mit den Gliedern der ersten Ordnung und erhält so unter Einführung der Näherungswerte in die Differentialquotienten fünf lineare Gleichungen in bekannter Weise für die fünf Korrekturen der Parameter. Dieser Fall kann beispielsweise eintreten, wenn man Ballonaufnahmen mit vertikal gestellter optischer Achse des Apparates macht, was sich mit einfachen Konstruktionen nur bis zu einem gewissen Grade der Annäherung ermöglichen lassen wird. Die vertikale Stellung der optischen Achsen liefert dann die ersten Näherungswerte, und die Abweichungen lassen sich dann rechnerisch, wie eben gezeigt, ermitteln.

Der allgemeine Fall nun, bei dem Näherungswerte irgendwelcher Art nicht bekannt sind, läßt sich jedoch auch erledigen unter Benutzung einiger Sätze der projektiven Geometrie. Und zwar vermittels der sog. „Kernpunkte". Deren Definition ist die folgende: Wir denken uns die beiden Apparate zweier Aufnahmen in ihrer Lage während der Aufnahmen im Raum festgehalten. Die optischen Linsenmittelpunkte beider denken wir uns durch eine Gerade, die wir „Kerngerade" nennen wollen, verbunden. Diese Kerngerade wird die Ebene einer jeden Platte in einem Punkte durchstoßen. Diese Durchstoßpunkte wollen wir Kernpunkte nennen. Sie haben gewisse ausgezeichnete geometrische Eigenschaften, vermittels derer es möglich ist, den Kernpunkt einer jeden Platte zu bestimmen.

Jeder Objektpunkt wird doch abgebildet durch zwei Lichtstrahlen, die durch die Linsenmittelpunkte gehen und in diesen auch die Kerngerade treffen. Eine Ebene, welche die beiden Lichtstrahlen enthält, geht nun durch den Objektpunkt, die beiden Bildpunkte auf den Platten und die Kerngerade. Die Gesamtheit der Objektpunkte liefert uns so ein Ebenenbüschel, dessen Achse die Kerngerade ist. Die beiden Plattenebenen werden nun von diesem Ebenenbüschel in projektiven Strahlbüscheln geschnitten, deren Strahlen durch die Kernpunkte gehen. Damit haben wir eine ausgezeichnete Eigenschaft der Kernpunkte gefunden: Die Verbindungslinien der Kernpunkte mit entsprechenden Bildpunkten auf den beiden Platten bilden projektive Strahlenbüschel. Die projektive Geometrie liefert nun Hilfsmittel, aus dieser Eigenschaft heraus die Kernpunkte zu bestimmen. Die dabei auftretenden Gleichungen sind zwar auch höheren Grades, lassen sich aber durch Einführung neuer Variabler für die Produkte der ursprünglichen Unbekannten auf lineare, und zwar sind es diesmal ihrer nur acht, zurückführen, so daß die Bestimmung der Kernpunkte keine Schwierigkeiten bereitet.

Es gibt nun noch einige Ausnahmefälle, wo die Bestimmung der Kernpunkte vermittels der eben geschilderten Eigenschaft unmöglich wird: Wenn alle Punkte des Objekts z. B. in einer Ebene liegen. Doch liefert die projektive Geometrie auch in diesem Falle die Hilfsmittel, um die Kernpunkte zu bestimmen. (In dem er-

wähnten Ausnahmefall handelt es sich darum, zwei projektive Strahlenbündel in perspektive Lage zu bringen.)

Sind die Kernpunkte zweier Aufnahmen aber erst einmal bestimmt, so bietet die weitere Orientierung der Aufnahmen keine besonderen Schwierigkeiten mehr. Man kennt dann in dem Strahlenbündel jeder Aufnahme die Kerngerade, diese sind zur Deckung zu bringen, und man hat die Apparate dann nur noch um diese Kerngerade durch einen geeigneten Winkel zu drehen, um die orientierte Lage herzustellen, eine Operation, die sich graphisch oder analytisch unschwer durchführen läßt.

Es ist also in jedem Falle möglich, die gegenseitige Orientierung zweier Aufnahmen wieder herzustellen. Wenn die hierbei verwandten Methoden einen Eingang in die Praxis auch noch nicht gefunden haben, so ist doch zu erwarten, daß man sich ihrer bedienen wird, wenn es sich darum handelt, Ballonaufnahmen photogrammetrisch zu vermessen, wenn das Vermessungsluftschiff einmal seine Fahrten begonnen haben wird.

Göttingen, phys. Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Oktober 1911.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Ein neues Zeiger-Quadrantenelektrometer für niedere Spannungen.

Von Paul Wüstney.

Zur Messung niederer Spannungen ist in jüngster Zeit von der Firma Hartmann & Braun, A.-G., Frankfurt a. M., ein Zeiger-Quadrantelektrometer auf den Markt gebracht worden, welches ganz besonders für physikalische und chemische Laboratorien geeignet sein dürfte. Das Instrument verdient insofern eine besondere Beachtung, als hier eine in Spitzen gelagerte Doppelnadel Verwendung findet und eine Empfindlichkeit erreicht wird, wie sie größer für derartige Instrumente wohl kaum zu erwarten steht. — Das in Fig. 1 und 2 dargestellte Instrument weist bei einer Spannung von 50 Volt einen Zeigerausschlag von 70° auf und bietet durch die Lösung konstruktiver Schwierigkeiten Interessantes, so daß es angebracht erscheint, auf den Aufbau des Instrumentes näher einzugehen.

Galt es zunächst, eine äußerst feine Lagerung der Doppelnadel durchzuführen, so waren es besonders die Fragen der Stromzuführung zur Nadel, welche auf keinen Fall hemmend auf die Bewegungsfreiheit derselben einwirken durfte, sowie der Erreichung einer sicheren Nullpunkteinstellung eines so äußerst leichten Systems, welche große Schwierigkeiten bereiteten. — Wie Fig. 3 zeigt, ist auf einer Grundplatte g ein Ring r mittels Schrauben s und Druckfedern f aufgebaut. In diesem Ringe r ist ein zweiter Ring r_1 drehbar gelagert, auf welchem die Quadrantenflächen q in einem Abstande von 4 mm zueinander, in Bernstein isoliert, befestigt sind. Die Lagerung der

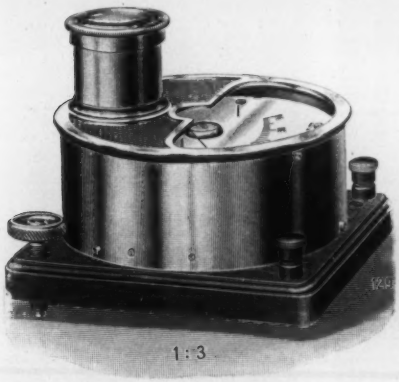


Fig. 1.

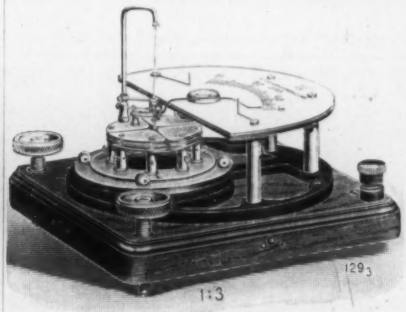


Fig. 2.

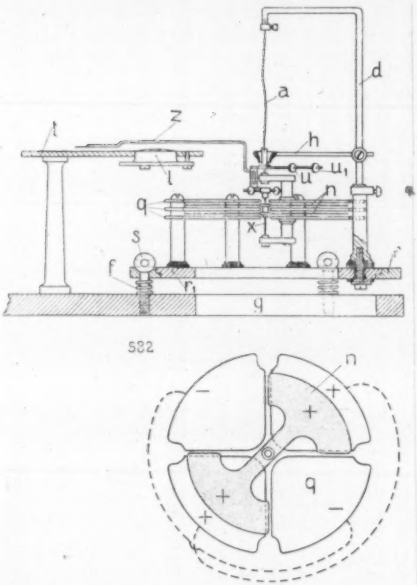


Fig. 3

Um der Nadel *n* eine ihre Bewegungsfreiheit nicht beeinträchtigende Stromzuführung zu geben, ist das obere Ende der Achse *x* ausgebohrt, in welche Vertiefung ein von dem Bügel *d* getragenes, ca. 40 mm langes Bändchen *a*, das aus flach gewalztem *Cu*-Draht von 0,015 mm Durchmesser besteht, hineingehängt und nachträglich in der Nullpunktstellung des Zeigers mit der Achse verlötet wird. D.R.G.M. Auf diese Weise kann auch eine etwa noch vorhandene Torsion des Bändchens auf die Einstellung der Nadel keinen Einfluß mehr ausüben. Der Bügel *d* trägt ferner einen Halter *h*, welcher ein Herausheben des Systems aus den Lagern verhindert. Eine durchaus sichere Nullpunkteinstellung der Nadel wird dadurch erreicht, daß man derselben ein geringes Untergewicht erteilt, was auf folgende Weise geschieht:

Die Grundplatte *g* und mit ihr der Ring *r* wird mittels der Libelle *l*, die in die Skala *t* eingelassen ist, genau in die Wage gebracht. Sodann wird das ausbalancierte System mit einem auf die rückwärtige Zeigerverlängerung aufgeschraubten Gewichtchen u_1 beschwert und die Lage des Ringes *r* zur Grundplatte *g* durch Verstellen der Druckschrauben *s* geändert. Hierdurch kommt das Gewichtchen u_1 zur Wirkung und bedingt die sichere Nullpunkteinstellung. Fig. 4 zeigt den Verlauf der Skala, wie

Fig. 4.

Doppelnadel *n* ist in der Weise durchgeführt, daß eine zweifach gekröpfte Achse *x*, welche auch gleichzeitig den Zeiger *z* trägt, verwendet wird, um den senkrechten Auflagedruck des ca. 0,9 g schweren Systems auf beide Auflagespitzen gleichmäßig zu verteilen, D.R.G.M.

er durch die in Fig. 3 gezeigten Formen der Nadel bedingt wird. Auch kann durch Verdrehen des Ringes r_1 in dem Ring *r* die Stellung der Quadranten zur Nadel geändert und damit der Skalenverlauf beliebig beeinflußt werden.

(Eingegangen 17. November 1911.)

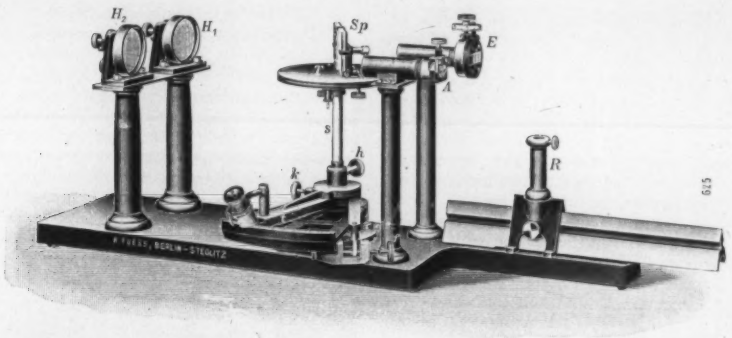
Ultrarot-Spektrometer [1]).

(Mitteilung aus der R. Fueßschen Werkstätte in Steglitz bei Berlin.)

Von C. Leiß in Steglitz.

Das Instrument dient zu Untersuchungen im Ultrarot und auch im Ultraviolett, wobei an Stelle von Linsen ausschließlich nur Spiegel, die den Vorteil haben, stets achromatisch zu sein, zur Anwendung gelangen. Als dispergierender Körper kann entweder ein Prisma

1) Die Konstruktion des nachfolgend beschriebenen Spektrometers erfolgte auf Veranlassung des Herrn Prof. Dr. Koenigsberger, Direktor des mathematisch-physikalischen Instituts der Universität in Freiburg i. B.



oder auch ein ebenes Reflexionsgitter Verwendung finden.

Der Strahlengang im Prisma ist der in sich zurückkehrende Strahl nach Abbe. Hierdurch erspart man, besonders bei dem kostspieligen Flußspat, die Hälfte des Prismenmaterials, das bei den sonst zumeist gebräuchlichen Anordnungen erforderlich wäre. Ein 30°-Prisma ersetzt also im vorliegenden Falle ein solches von 60°.

Soll nach dem Vorgange von Paschen an Stelle des Prismas ein ebenes Reflexionsgitter verwendet werden, so genügt für die Untersuchung im Ultrarot ein weniger fein geteiltes Gitter vollständig. Ein solches Gitter ermöglicht exakte Messungen der Spektrallinien im Ultrarot.

Beschreibung des Apparates. Sämtliche Teile des Apparates sind auf einer kräftigen eisernen Grundplatte montiert. Je zwei, an ihrem oberen Ende durch eine Brücke miteinander verbundene Säulen tragen die beiden Spalte E und A und die beiden Hohlspiegel H_1 und H_2.

E ist ein bilateraler Eintrittsspalt, dessen Mikrometertrommel die jeweilige Größe der Spaltöffnung nach $^1/_{100}$ mm abzulesen gestattet. A ist der gleichfalls bilateral sich öffnende Austrittsspalt, jedoch ohne Trommelteilung an der Schraube des Spaltes. Die beiden Hohlspiegel mit Oberflächenversilberung H_1 und H_2 sind in Fassungen eingesetzt, welche sich nach Art eines Prismatisches mit Hilfe von je zwei Schrauben und einer Gegenfeder innerhalb der erforderlichen Grenzen justieren lassen. Die Hohlspiegel haben eine Brennweite von 40 cm bei einem Durchmesser von 54 mm.

Die Brennweiten und Öffnungen sind so gewählt, daß die Fehler, die alle sphärischen Spiegel haben, nicht stören, andererseits aber die Apertur genügende Helligkeit garantiert. Größere Dimensionen sind mit Rücksicht auf Flußspatprisma und Gitter unnütz.

Der silberne, durch eine Glasplatte geschützte Limbus des mit der Grundplatte fest verbundenen Kreisbogenstückes ist in $^1/_{12}$ Grad (5′) geteilt und der mit Ableselupe versehene Nonius erlaubt die Ablesung von 5″. Die Einteilung des Limbus erstreckt sich über ein Gebiet von 40°. In dem Kernstück des den Nonius tragenden Armes t läßt sich der Stab s für den Prismatisch T hoch und tief stellen und durch die Schraube h festklemmen. Zur Arretierung des drehbaren Armes t mit seinem Nonius dient die Schraube k und zur feinen Einstellung die Schraube f.

Auf dem, mit den üblichen Justierschrauben versehenen Prismatisch T ist der mit Oberflächenversilberung versehene Planspiegel Sp befestigt. Der Halter dieses Planspiegels Sp ist fest mit der oberen Platte des Prismatisches verbunden. Das Prisma oder das Reflexionsgitter wird gegen den Planspiegel Sp durch entsprechende Halter ohne zu starken Druck angelegt.

Vor dem Eintrittsspalt E kann auf einem, auf einer Schiene verschiebbaren Reiter oder Schlittenschieber R in bequemer Weise eine Linse oder ein Hohlspiegel befestigt werden, welcher ein Bild der Lichtquelle auf dem Eintrittsspalt E entwirft.

Als Vorteile dieses Apparates seien genannt:

1. Das Radiometer oder die Thermosäule usw. bleiben fest stehen.
2. Das Prisma steht nahezu im Minimum der Ablenkung; dadurch erhält man stets eine scharfe Abbildung.
3. Die sehr genaue Kreisteilung (5′) des Kreisbogenstückes erlaubt recht genaue

Wellenlängen-Messungen, die auch im Ultrarot auf einige Ångström-Einheiten genau sind.

4. Die Montierung der Spiegel auf den miteinander verbundenen kräftigen Trägerpaaren macht Erschütterungen unschädlich.
5. Der zweite Spalt A ermöglicht ein exaktes Ausblenden einer Linie, ohne daß die Thermosäule linear sein muß.

Bei Untersuchungen im Ultrarot empfiehlt es sich, vor dem Eintrittsspalt E ein dünnes Molybdänglanz- oder Antimonglanz-Blättchen oder ähnliches anzubringen. Dadurch wird das sichtbare und ultraviolette Spektrum ganz vernichtet.

Mit breitem Spalt läßt sich dieses neue Spektrometer auch für die Reststrahlenmethode nach Rubens verwenden. Die selektiv reflektierenden Platten müßten dann unter Verwendung justierbarer Halter vor die Hohlspiegel und den Tischspiegel Sp gebracht werden.

Justierung und Eichung des Apparates. Die Justierung der 3 Spiegel geschieht mit weißem Licht, wobei der Austrittsspalt A gegen ein, dem Spektrometer beigegebenes Gaußsches Okular umgetauscht wird. Dann dreht man den Tischspiegel und justiert, bis das direkt gesehene und das gespiegelte Fadenkreuz zusammenfallen. Darauf läßt man das Licht durch den Spalt einfallen und justiert den zweiten Spiegel in der üblichen Weise. Dann wird das Prisma angepreßt oder man klebt auf sämtliche Spiegel aus dünnem Zwirn je ein Fadenkreuz, das etwa in der Mitte liegt und justiert die Schrauben so lange, bis alle Schnittpunkte, die man mit dem Auge gleichzeitig genügend scharf sehen kann, übereinander fallen. Dann werden die Kreuze abgenommen, das Prisma angepreßt und in der bei jedem Spektrometer üblichen Weise Spaltmitte auf Fadenkreuz eingestellt.

Die Eichung und Feststellung des Winkels zwischen den Hohlspiegeln H_1 und H_2 und dem drehbaren ebenen Spiegel Sp erfolgt mit Na- und mit Li-Licht oder mit zwei Hg-Linien. Dann sind alle Daten des Instruments bekannt, denn der Prismenwinkel selbst wird auf einem gewöhnlichen Spektrometer oder Goniometer gemessen. Die Brechungs-Exponenten des Flußspats und Steinsalzes im Ultrarot sind von Langley, von Rubens und von Paschen gemessen.

(Eingegangen 18. November 1911.)

Isolierte Doppelklemmen.
(Insulated Double Connectors.)

Von W. G. Cady.

Bei Demonstrationen und Experimentaluntersuchungen, wo man elektrische Verbindungen häufig auswechseln muß, bilden die üblichen Doppelklemmen aus blankem Metall häufig eine Quelle des Ärgers und der Gefahr. Seit einer Reihe von Jahren habe ich die in den Fig. 1 und 2 dargestellten Klemmen benutzt, die von dem Universitätsmechaniker hergestellt werden. Der Nachteil, daß die Drähte nicht so fest gehalten werden wie in den Schraubklemmen, wird für die meisten Zwecke, wo Stromkreise nur vorübergehend geschaltet werden, wie bei Vorlesungsdemonstrationen, bei weitem durch die Leichtigkeit und Schnelligkeit aufgewogen, mit der man Drähte, kleine wie große, verbinden kann. Überdies ist die

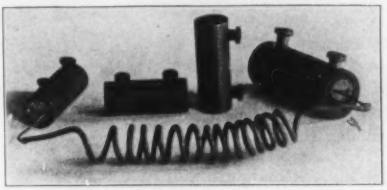
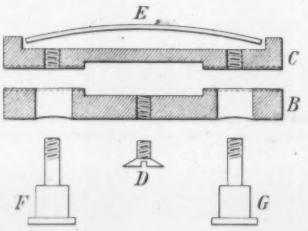


Fig. 1.



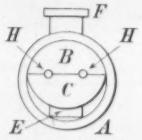


Fig. 2.

Gefahr eines Kurzschlusses durch zufällige Berührung zweier Klemmen gänzlich beseitigt.

Im oberen Teile der Fig. 2 sieht man die verschiedenen Teile der Klemme, mit Ausnahme der Einschlußröhre. Der untere Teil der Figur zeigt eine Endansicht der Klemme nach dem Zusammensetzen. *A* ist die Einschlußröhre aus Hartgummi oder vulkanisiertem Fiber. Die meisten meiner Klemmen haben eine Röhre von 35 mm Länge bei 12 mm äußerem und 9,5 mm innerem Durchmesser, aber auch ein größeres Format hat sich als bequem herausgestellt. In die Röhre *A* hinein passen die beiden Messingstücke *B*, *C*; sie sind aus einem Ende massiven Stabes von demselben Durchmesser wie das Innere von *A* geschnitten. *B* wird durch die Schraube *D* fest gegen die obere Seite von *A* gehalten. Der Kopf dieser Schraube kann, wenn es erwünscht ist, mit Isolierkitt überzogen werden, obschon dies im allgemeinen unnötig ist. *C* wird durch die starke flache Stahlfeder *E* (eine Uhrfeder), die den Raum zwischen *C* und der Innenfläche von *A* einnimmt (siehe den unteren Teil der Figur) gegen *B* gedrückt. Die Kopfschrauben *F*, *G* mit isoliertem Kopf gehen lose durch *A* und *B* hindurch und sind fest in *C* eingeschraubt. Sie dienen dazu, *C* von *B* fortzudrücken, wenn an einem der beiden Enden ein Draht eingeführt werden soll. Die Löcher *H*, *H* sind so gebohrt, daß sie in den anliegenden Flächen von *B* und *C* Nuten bilden, und haben Durchmesser von ungefähr 0,8 mm und 1,5 mm; sie dienen zum Halten stärkerer Drähte. Dünnere Drähte werden einfach zwischen die angrenzenden Flächen von *B* und *C* geklemmt, die etwas gerauht sind, um die Reibung zu erhöhen. Bei Verwendung einer starken Feder *E* hat sich ein ganz beträchtlicher Zug als erforderlich ergeben, wenn es gilt, die Drähte zu verschieben.

Trotz des zu ihrer Herstellung erforderlichen größeren Arbeitsaufwandes haben sich diese Klemmen als fast unentbehrlich auf dem Vorlesungstische erwiesen, besonders da, wo man es mit hohen Spannungen zu tun hat. Nicht ihr geringster Vorzug liegt darin, daß sie selbst bei den feinsten Drähten einen sicheren Kontakt gewährleisten.

Middletown, Conn., 15. Juli 1911.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 27. Juli 1911.)

BESPRECHUNGEN.

G. Kümmell, Physikalisch-chemische Praktikumsaufgaben. 8. VII u. 71 S. mit 24 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 1.60, geb. M. 2.—

Das Büchlein behandelt die üblichen Praktikumsaufgaben für physikalische Chemie, die in dem Ostwaldschen und Nernstschen Institut ausgearbeitet worden sind, in sehr klarer und sachgemäßer Weise. Die Aufgaben entstammen den Gebieten der chemischen Statik (Molekelzählmethoden, Gleichgewichte in Lösungen), der Kinetik, Thermo-, Photo- und Elektrochemie. Die Aufgaben über Löslichkeitserniedrigung, Estergleichgewicht und die aus der Photochemie sind in den gebräuchlichen verwandten Büchern von Kohlrausch, Ostwald-Luther und Roth nicht zu finden. Die Zeichnungen einiger Apparate und Schaltungsschemen erhöhen den Wert des Büchleins, das jedem physikalisch-chemischen Praktikum gute Dienste leisten wird. K. Jellinek.

L. Grebe, Spektroskopie. (Aus Natur und Geisteswelt. 284. Bändchen.) kl. 8. 110 S. Mit 62 Figuren im Text und 2 Doppeltafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Geb. M. 1.25

Die flottgeschriebene, durchweg interessant und leichtfaßlich gehaltene Darstellung des spektroskopischen Gebietes kann einem mit gewissem physikalischen Verständnis ausgerüsteten Leserkreise warm empfohlen werden. Geschichtliches, Apparate und Methoden, Ergebnisse und Anwendungen der Spektroskopie sind die den vier Abschnitten zugrundeliegenden Gegenstände, und es ist dem Verfasser gut gelungen, trotz des notwendigen Verzichts auf eingehendere mathematische Ableitungen, ein den modernen Anschauungen entsprechendes Bild entwerfend auch dem Laien einen anschaulichen Begriff zu geben von dem Anteil, den das Gebiet hat an der Erforschung des inneren Baues der Materie im Sinne der Elektronentheorie, sowie an der Erweiterung unserer astrophysikalischen Kenntnisse. Außer den Textfiguren dienen der Erläuterung zwei instruktive Tafeln mit verschiedenen Spektren sowie zweckmäßige Tabellen. H. Hörig.

Ernst Grimsehl, Didaktik und Methodik der Physik. (Handbuch der Erziehungs- und Unterrichtslehre für höhere Schulen, herausgegeben von Dr. A. Baumeister. 4. Band, 1. Abteilung, 2. Hälfte.) gr. 8. VI u. 115 S. München, C. H. Becksche Verlagsbuchhandlung. 1911. Geheftet M. 3.—, in Leinwand geb. M. 4.—

Die Schrift zerfällt in drei große Abschnitte. Der erste (A), „Allgemeines“ (S. 1—27), enthält Betrachtungen über das Wesen der naturwissenschaftlichen Forschungsmethode, über den Wert positiver Kennt-

nisse, die Notwendigkeit der Beschränkung des Lehrstoffes, die Verwendung der Infinitesimalrechnung und der graphischen Methode im Unterricht. Ein zweiter Abschnitt (B) behandelt die „Bedingungen für den Erfolg im Unterricht" (S. 28—85): Die Ausbildung des Lehrers und seine Fortbildung, der Lehrvorgang, der Lehrapparat, das Experiment, die physikalischen Schülerübungen. Der dritte Abschnitt schließlich enthält „didaktische Bemerkungen zu einzelnen Unterrichtsgebieten". Besonders wertvoll erscheint dem Ref. der zweite Abschnitt, wo der Verf. aus dem reichen Schatze seiner langjährigen Erfahrung eine Unmenge Fingerzeige und Winke gibt, die für viele Physiker, insbesondere für alle jüngeren Physiklehrer, von größtem Nutzen sind. R. Lucas.

Robert Geigel, Licht und Farbe. (Aus „Bücher der Naturwissenschaft". 5. Band.) 16. 199 S. Mit einem Porträt, 4 bunten Tafeln und 75 Zeichnungen im Text. Leipzig, Reclam jun. 1910. M. —60, geb. M. 1.—

In populärer Form und unter fast vollständiger Vermeidung von Mathematik wird dem Leser so ziemlich alles vorgeführt, was über Licht und Farbe bekannt ist. Die einzelnen Abschnitte sind: Ausbreitung des Lichtes, praktische Optik, Farbe, vom Wesen des Lichtes, Wirkung des Lichtes, Optik der Atmosphäre. Die Darstellung wird durch eine große Zahl von Figuren unterstützt, sie ist klar, wenn auch nicht frei von Ungenauigkeiten. R. Lucas.

Ch. R. Mann u. G. R. Twiss, Physics. Revised edition. 4245. Chicago, New York, Scott, Foresman and Company. 1910. $ 1.25

Das mit guten Abbildungen ausgestattete Lehrbuch ist für Mittelschulen bestimmt. Es besteht aus zwei Teilen: der erste (S. 17—299) ist ganz elementar gehalten und vollkommen frei von irgendwelchen Formeln oder mathematischen Entwicklungen; er enthält das, was nach Ansicht der Verfasser ein jeder junger Amerikaner von der Physik wissen sollte. Der zweite Teil stellt eine Erweiterung und Vertiefung der ersten dar und ist speziell für diejenigen Schüler und Schülerinnen bestimmt, die sich akademischen Berufen zuwenden wollen. Das Buch beschäftigt sich in erster Linie mit Gegenständen aus dem täglichen Leben und ihrer praktischen Verwendung, speziell mit Dingen, die jedem Jungen bekannt und deren Kenntnis für ihn von besonderem Interesse sind. Beispielsweise beginnt das Kapitel über Elektrizität mit der Herstellung einer elektrischen Klingel und der dazu nötigen Gegenstände, das Kapitel über Akustik mit der Beschreibung der äußeren und inneren Einrichtung eines Klaviers usw. Gewiß wird mancher mit einer derartigen Anordnung des Lehrstoffes nicht einverstanden sein, er wird aber bei der Lektüre der Schrift wohl den Eindruck gewinnen, daß man es hier mit einem eigenartigen und interessanten Lehrbuch zu tun hat. R. Lucas.

Personalien.

(**Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.**)

Habilitiert: An der Universität Krakau Dr. Sleszynski aus Odessa für Mathematik, an der Technischen Hochschule Hannover Dr. P. Humann für elektrische Leitungen, Dr. Johann Novák für organische Chemie an der Böhmischen Technischen Hochschule in Brünn, an der Bergakademie Clausthal Dr. Werner Mecklenburg für Chemie (auf Grund einer Untersuchung über die Isomerie der Zinnsäuren), an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Koenig für analytische Chemie und Chemie der Metalle.

Ernannt: Der Privatdozent an der Deutschen Universität Prag Dr. Otto Hönigschmid zum a. o. Professor für anorganische und analytische Chemie an der Deutschen Technischen Hochschule Prag, H. C. Peffer zum Professor für Technische Chemie an der Purdue University in Lafayette, der Lehrer am Armour Institute in Chicago Dr. W. N. Benson (aus Göteborg) zum Professor für Chemie an der Central High School in Duluth (Minnesota), der ord. Professor für höhere Mathematik und Mechanik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Karl Wieghardt zum ord. Professor der reinen Mechanik und graphischen Statik an der Technischen Hochschule in Wien, der a. o. Professor an der Böhmischen Universität Prag Dr. Bohumil Kužma zum ord. Professor der anorganischen Chemie an der Böhmischen Technischen Hochschule Brünn.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Geheimer Rat Dr. Walther Hempel, der ord. Professor der allgemeinen und analytischen Chemie an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Joseph Habermann.

Gestorben: Der ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Geheimer Hofrat Dr.-Ing. Engelbert Arnold, der Physiker Dr. William Sutherland in Melbourne, der frühere Generaldirektor der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen Geheimrat Dr.-Ing. Heinrich von Brunck, der frühere Professor für Chemie an der Annapolis Naval Academy Dr. Davenport Fisher, der Herausgeber des Syracuse Chemist Dr. William Henry Mc Lauchhan.

Angebote.

Bekanntmachung.

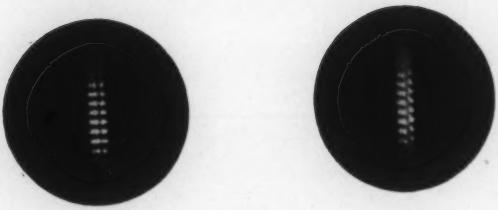
Zum 1. Februar 1912 wird ein **junger, tüchtiger**

Diplomingenieur

des Maschinenbaufaches als Ingenieurassistent für hydromechanische Untersuchungen und Arbeiten **gesucht.** Sehr gute Fachkenntnisse und außerdem Kenntnisse in der Elektrotechnik sind erforderlich. Die Annahme erfolgt auf Privatdienstvertrag gemäß § 611 B.G.B. u. ff. und zwar zunächst auf dreimonatige Probebeschäftigung. Die Anfangsvergütung beträgt monatlich etwa 200 M. Dem Bewerbungsschreiben sind Zeugnisabschriften, Lebenslauf und Angaben über den Bildungsgang und die Militärverhältnisse beizufügen.

Kaiserliches Torpedoversuchskommando Kiel.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



a b

10fache positive Vergrößerung des Originalnegativs

Fig. 3.

OBER
COLLI
LIBR/

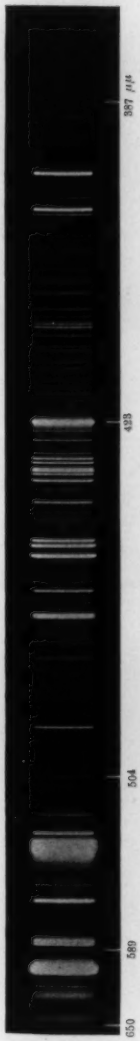


Fig. 5a.

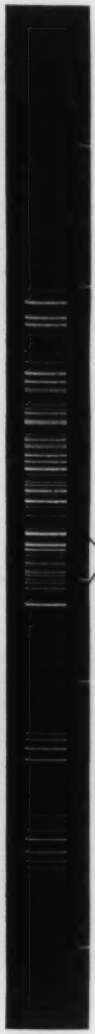


Fig. 5b.

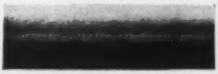


Fig. 6. *Na*-Linien.

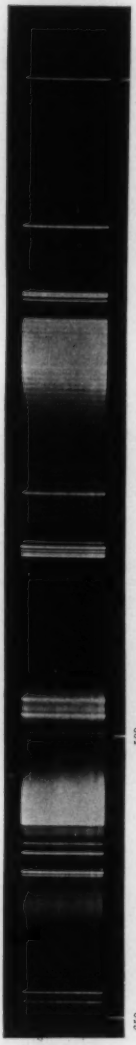


Fig. 7.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

CHESTNUT
COLLEGE
LIBRARY

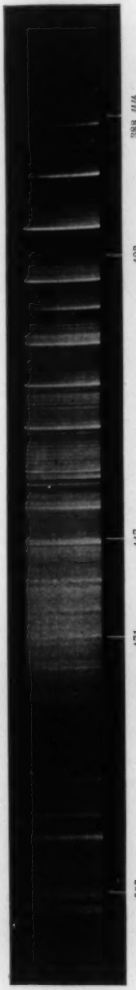


Fig. 3: Stadium I.

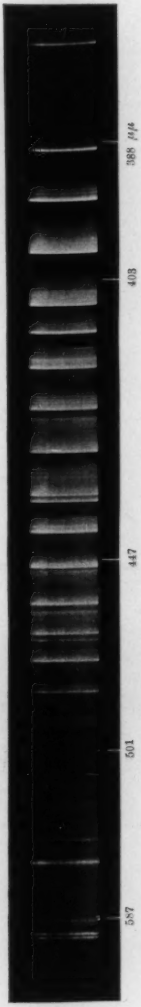


Fig. 4: Stadium II.

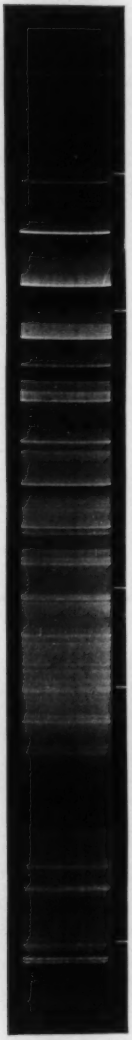


Fig. 5: Stadium III.

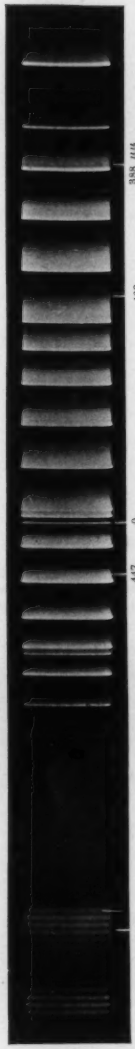


Fig. 6: Stadium IV.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

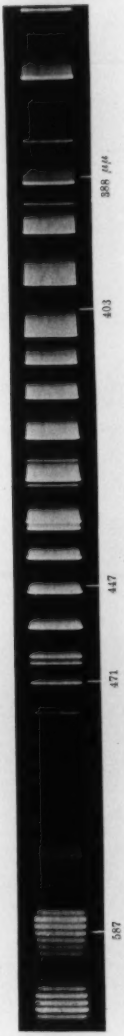


Fig. 7: N_2.

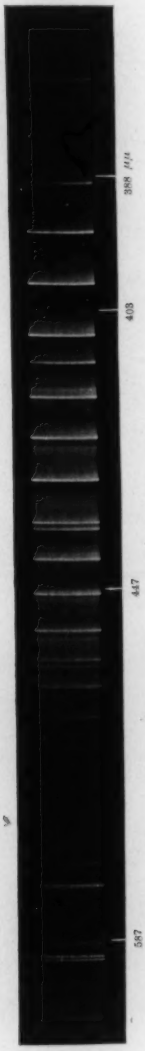


Fig. 8: NO.

Fig. 10: N_2O_4.

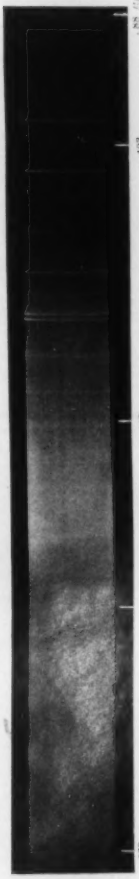


Fig. 12: Nachleuchten.

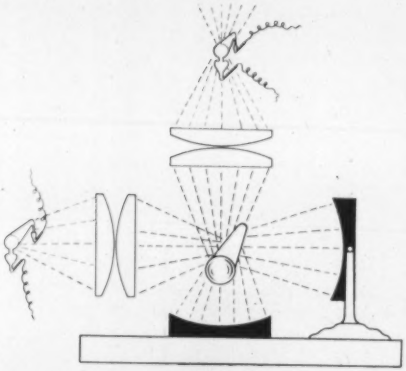


Fig. 1.

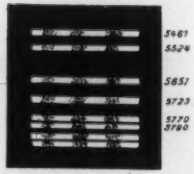


Fig. 9.

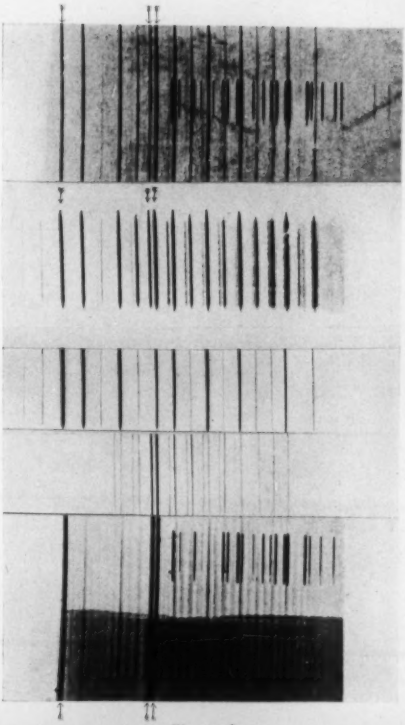


Fig. 2—6.

Fig. 7.

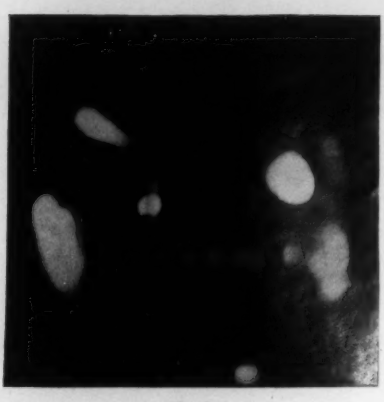


Fig. 8.

R. W. Wood, Die Resonanzspektren des Joddampfes und ihre Vernichtung durch Gase der Heliumgruppe.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY